

Vermessung von Ionenspektren aus relativistischen laserproduzierten Plasmen

Diplomarbeit

Friedrich-Schiller-Universität Jena

Physikalisch-Astronomische Fakultät



eingereicht von **Oliver Jäckel**
geboren am 10.02.1980 in Erfurt

Gutachter

1. Prof. Dr. Roland Sauerbrey
Institut für Optik und Quantenelektronik
Friedrich-Schiller-Universität Jena
2. Prof. Dr. Klaus Sokolowski-Tinten
Institut für experimentelle Physik
Universität Duisburg-Essen

Tag der Verleihung des Diploms:

Inhaltsverzeichnis

| | |
|--|------------|
| Abbildungsverzeichnis | iii |
| Tabellenverzeichnis | v |
| 1 Einleitung | 1 |
| 2 Laser - Plasma - Wechselwirkungen | 4 |
| 2.1 Relativistische Laserplasmen | 4 |
| 2.2 Elektronenbeschleunigung an dünnen Folien | 7 |
| 2.3 Ionenbeschleunigung als Sekundärprozess | 10 |
| 3 Experimenteller Aufbau | 13 |
| 3.1 Überblick | 13 |
| 3.2 JETI - Das Jenaer Titan:Saphir Lasersystem | 14 |
| 3.3 Die Targetanordnung | 16 |
| 3.3.1 Der Targethalter | 16 |
| 3.3.2 Der Fokus | 17 |
| 4 Das Ionenspektrometer | 21 |
| 4.1 Aufbau | 21 |
| 4.1.1 Die Blende | 24 |
| 4.1.2 Kollimierung | 25 |
| 4.1.3 Die Felder | 26 |
| 4.2 Energiedispersion in der Thomson-Parabel | 29 |
| 4.2.1 Bahnkurven der Ionen | 29 |
| 4.2.2 Die Ionenspuren auf dem Detektor | 34 |
| 4.2.3 Auflösungsvermögen | 35 |

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|--|-----------|
| 4.3 | Ionendetektion | 36 |
| 4.3.1 | CR39 - Kernspurdetektorplastiken | 36 |
| 4.3.2 | Das MCP - Microchannel Plate | 39 |
| 4.4 | Ionenspektren | 41 |
| 4.4.1 | Kalibrierung des MCP | 42 |
| 5 | Ionenspektren in Abhängigkeit verschiedener Parameter | 46 |
| 5.1 | Einfluss der Metallfolie | 46 |
| 5.2 | Einfluss des Laserimpulses | 50 |
| 5.2.1 | Energie und ASE | 50 |
| 5.2.2 | Fokusfläche | 52 |
| 5.3 | Manipulation der Ionenschichten | 59 |
| 6 | Zusammenfassung und Ausblick | 62 |
| | Literaturverzeichnis | 65 |

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|------|---|----|
| 2.1 | Zeitlicher Verlauf des Laserimpulses. | 5 |
| 2.2 | Schema der Reflexion im exponentiellen Plasmaverlauf. | 8 |
| 2.3 | Schema des TNSA-Mechanismus. | 11 |
| 3.1 | Schematische Übersicht der experimentellen Anordnung. | 13 |
| 3.2 | Strecker und Kompressor. | 14 |
| 3.3 | Einblick in die Experimentierkammer. | 17 |
| 3.4 | Beobachtung des Fokus. | 18 |
| 3.5 | Räumliche Intensitätsverteilung des fokussierten Laserimpulses. | 19 |
| 4.1 | Prinzipieller Aufbau des Ionenspektrometers. | 22 |
| 4.2 | Maße der Anordnung. | 24 |
| 4.3 | Apertur und Kollimierung. | 25 |
| 4.4 | Dipolmagnet mit Eisenrückschluss. | 27 |
| 4.5 | Magnetfeld des Dipolmagneten der Thomson-Parabel. | 28 |
| 4.6 | Schema der Ablenkung in der Thomson-Parabel. | 30 |
| 4.7 | Bestimmung des effektiven Magnetfeldes. | 33 |
| 4.8 | Berechnete Ionenspuren in der Detektorebene. | 34 |
| 4.9 | Ablenkung der Protonen durch das magnetische Feld. | 35 |
| 4.10 | Energieauflösung des Spektrometers. | 36 |
| 4.11 | Plastik Kernspurdetektor mit vergrößertem Protonenspurausschnitt. | 37 |
| 4.12 | Verschmierung von Ereignissen beim Binning. | 38 |
| 4.13 | Schema des MCP-Bildgebungssystems. | 40 |
| 4.14 | MCP-Aufnahme eines Protonenspektrums. | 41 |
| 4.15 | Kalibrierung des MCP. | 43 |
| 4.16 | Protonenspektrum aus MCP-Messung. | 45 |

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|------|---|----|
| 5.1 | Protonenspektren verschiedener Targetmaterialien. | 47 |
| 5.2 | Protonenspektren verschiedener Titanfoliendicken. | 48 |
| 5.3 | Maximalenergien der Protonenspektren verschiedener Titanfoliendicken. . | 49 |
| 5.4 | Protonenspektren bei verschiedenen Laserintensitäten. | 50 |
| 5.5 | Maximale Protonenenergie bei verschiedener Laserenergie. | 51 |
| 5.6 | Einfluss der ASE-Dauer auf die Protonenspektren. | 52 |
| 5.7 | Ionenspektren an verschiedenen Positionen relativ zum Fokus. | 54 |
| 5.8 | Spektren einzelner Ionenspezies. | 55 |
| 5.9 | Veränderung des beschleunigenden elektrischen Feldes. | 56 |
| 5.10 | Gesamtzahl der Protonen. | 57 |
| 5.11 | Einfluss einer zusätzlichen PMMA-Schicht. | 59 |
| 5.12 | Protonenspektrum einer strukturierten Titanfolie. | 61 |

Tabellenverzeichnis

| | | |
|-----|---|----|
| 3.2 | Eigenschaften der JETI Laserimpulse | 16 |
| 4.1 | Vom Detektor observierter Raumwinkel. | 26 |

1 Einleitung

Die Verbesserung herkömmlicher Teilchenbeschleuniger, welche schon zum heutigen Tag mehrere zehn Kilometer Länge oder Umfang erreichen, ist nur über eine Vergrößerung der Anlagen realisierbar. Der finanzielle Aufwand ist erheblich und das Bundesministerium für Bildung und Forschung fördert die zukünftigen Großprojekte für neue Beschleunigeranlagen in Deutschland mit Milliardenbeträgen.

Nun werden Ionenstrahlen nicht nur in der Grundlagenforschung benötigt, sie halten auch zusehends Einzug in andere Anwendungsbereiche, wie etwa die Medizin. Um derartige Anwendungen effizient zu gestalten, müssen die Beschleunigeranlagen möglichst kompakt und preisgünstig zur Verfügung stehen. An dieser Stelle treten die Laser-Plasma-Beschleuniger als potentielle Beschleunigungsanlagen in den Vordergrund. Ihre kompakte Bauweise wird durch die enormen elektrischen Feldstärken von einigen 10^{12} V/m möglich. Innerhalb weniger Mikrometer werden die Teilchen in Energiebereiche beschleunigt, welche in konventionellen Beschleunigern erst nach vielen Metern erreicht werden.

Mit der Entwicklung einer Technik, welche die Verstärkung zeitlich gestreckter Impulse (CPA, engl.: chirped pulse amplification) ermöglicht [1], stehen seit Mitte der achtziger Jahre des letzten Jahrhunderts Intensitäten in fokussierten Laserimpulsen zur Verfügung, welche sonst nur im Innern von Sternen zu finden sind [2]. Die Wechselwirkung dieser hochintensiven und ultrakurzen Lichtimpulse mit Materie ermöglicht die Erzeugung und Beschleunigung unterschiedlichster Strahlungs- und Teilchenarten von Elektronenstrahlen über Röntgenstrahlung bis hin zu Protonen- und Ionenstrahlen [3–5]. Die Strahlqualitäten erreichen zum Teil bereits heute jene konventioneller Beschleunigeranlagen. So ist die transversale Emittanz eines laserproduzierten Protonenstrahls vergleichbar und die longitudinale um bis zu vier Größenordnungen besser als jene herkömmlich hergestellter Ionenstrahlen [6].

Mit Blick auf die medizinische Anwendung können nun alle notwendigen Strahlungsarten - je nach Art und Beschaffenheit der wechselwirkenden Materie - von einem Gerät produziert werden. Gasjets ermöglichen die Produktion von sogar monoenergetischen

1 Einleitung

Elektronenstrahlen [7–9], welche wiederum unter Zuhilfenahme von Konvertermetallen Röntgen- sowie Gammastrahlungsquellen darstellen [3]. Ionenbeschleunigung wird unter Verwendung dünner Metallfolien anstelle eines Gasjets möglich.

Laser-Plasma-Beschleuniger stellen bisweilen nur Ionenstrahlen mit zumeist exponentiellen Energiespektren bereit. Dabei betragen die höchsten bisher gemessenen laserproduzierten Protonenenergien 58 MeV [10]. Mit der Entwicklung immer leistungsfähigerer Laser können die Energien der Protonen in Zukunft weiter gesteigert werden [11].

Um Laser-Plasma-Beschleuniger wissenschaftlich erforschen und eine technische Entwicklung ermöglichen zu können, ist eine genaue Kenntnis der ablaufenden Beschleunigungsprozesse notwendig. Der Aufbau und die Anwendung eines mikrokanalplatten-gestützten - MCP (engl.: microchannel plate) - Echtzeitspektrometers zur energieaufgelösten Detektion von Ionen, welche in der vorliegenden Arbeit beschrieben werden, bilden einen weiteren Schritt in diese Richtung. Somit besteht die Möglichkeit jegliche Manipulationen der experimentellen Parameter direkt zu beobachten.

In diesem Rahmen wurden die hier beschriebenen Experimente am Jenaer Titan:Saphir-Lasersystem zum besseren Verständnis des Beschleunigungsprozesses durchgeführt und der Einfluss von Material- und Lasereigenschaften analysiert. Auf Faktoren, wie die Dicke und Dichte der Metallfolien oder Intensität und Energie als spezielle Laserparameter wurde besonderes Augenmerk gelegt. Eine Variation der zur Beschleunigung zur Verfügung stehenden Ionenschichten brachte zudem außergewöhnliche Ergebnisse zu Tage. Nicht nur die Ausbeute beschleunigter Ionen ließ sich positiv beeinflussen, auch die Energieverteilung konnte durch die Entwicklung unkonventioneller Schichtgeometrien [12, 13] nachhaltig manipuliert werden.

Die vorliegende Arbeit wird sich, wie folgt, gliedern:

- Im zweiten Kapitel werden die zur Laser-Plasma-Beschleunigung führenden Prozesse beschrieben. Dabei soll der Einfluss der Target- und Laserparameter zur Sprache kommen, um das Verständnis für die durchgeführten Experimente zu fördern.
- Das dritte Kapitel beschreibt den experimentellen Aufbau. Der Laser, welcher die ultrakurzen und hochintensiven Impulse bereitstellt, die Targetanordnung in der Experimentierkammer und notwendige Diagnosemethoden zur Bestimmung der experimentellen Gegebenheiten werden näher erläutert.
- Das vierte Kapitel ist in seiner Ausführlichkeit dem Ionenspektrometer gewidmet. Aufbau, Eigenschaften und Anwendung des Echtzeitmessgerätes sowie die

1 Einleitung

Absolutkalibrierung des MCP für Protonenanzahlen werden beschrieben. Dabei berücksichtigt die Kalibrierung den Einfluss ultrakurzer Impulse intrinsisch.

- Im fünften Kapitel werden die Ergebnisse der durchgeführten Experimente vorgestellt und diskutiert. Dabei konnten nicht nur bestehende Kenntnisse bestätigt, sondern mit Hilfe des Echtzeitspektrometers neue Erkenntnisse gewonnen werden.
- Das sechste Kapitel liefert eine Zusammenfassung und einen Ausblick auf die Zukunft der Laser-Plasma-Ionenbeschleunigung.

2 Laser - Plasma - Wechselwirkungen

Um die Wechselwirkungen zwischen hochintensiven Laserfeldern und Materie zu studieren, fokussiert man einen Laserimpuls auf das Target (engl.: Zielobjekt, Probenmaterial). Im vorliegenden Fall handelt es sich dabei um eine Metallfolie weniger Mikrometer Dicke. Die räumliche und zeitliche Intensitätsverteilung der vorliegenden Laserimpulse, welche im Maximum Intensitäten von mehreren 10^{19} W/cm^2 erreicht, lässt sich am Besten durch ein Gaussprofil beschreiben. Die Hauptkomponente des ultrakurzen Laserimpulses wird von einem intrinsischen Vorimpuls und einem Podest verstärkter spontaner Emission (engl.: amplified spontaneous emission, kurz: ASE) begleitet. Der Intensitätskontrast zum Hauptimpuls beträgt bei derartigen Ultrakurzpuls-Lasersystemen 10^{-5} bis 10^{-9} . Damit steigt die Intensität I auf der Festkörperoberfläche schon lange vor dem Eintreffen der Hauptkomponente des Laserimpulses auf über 10^{10} W/cm^2 und ein Plasma bildet sich durch beginnende Mehrphotonenabsorption aus [3].

Somit ist die Wechselwirkung ultrastarker Laserfelder mit Festkörpern auch bei der Verwendung ultrakurzer Laserimpulse nicht experimentell beobachtbar, da der Hauptimpuls immer auf ein bereits gebildetes Vorplasma trifft. Man spricht in diesem Zusammenhang von Laser - Plasma - Wechselwirkungen.

2.1 Relativistische Laserplasmen

Zur weiteren Betrachtung der Evolution der Laser - Plasma - Wechselwirkung ist eine bessere Kenntnis des zeitlichen Profils des Laserimpulses notwendig. Der Vorimpuls und die ASE sind mit einem Kontrast von 10^{-9} bis einige hundert Picosekunden vor der Hauptkomponente unterdrückt [14]. Ab diesen Zeiten ist das Auflösungsvermögen der Messelektronik erreicht, und die Autokorrelation wird zur Intensitätskontrastmessung herangezogen. Diese arbeitet mit einem Kontrast von 10^{-5} und ist bis zu einer maximalen Zeit von 15 ps vor der Hauptkomponente einsetzbar. Im Zeitfenster einiger 100 ps

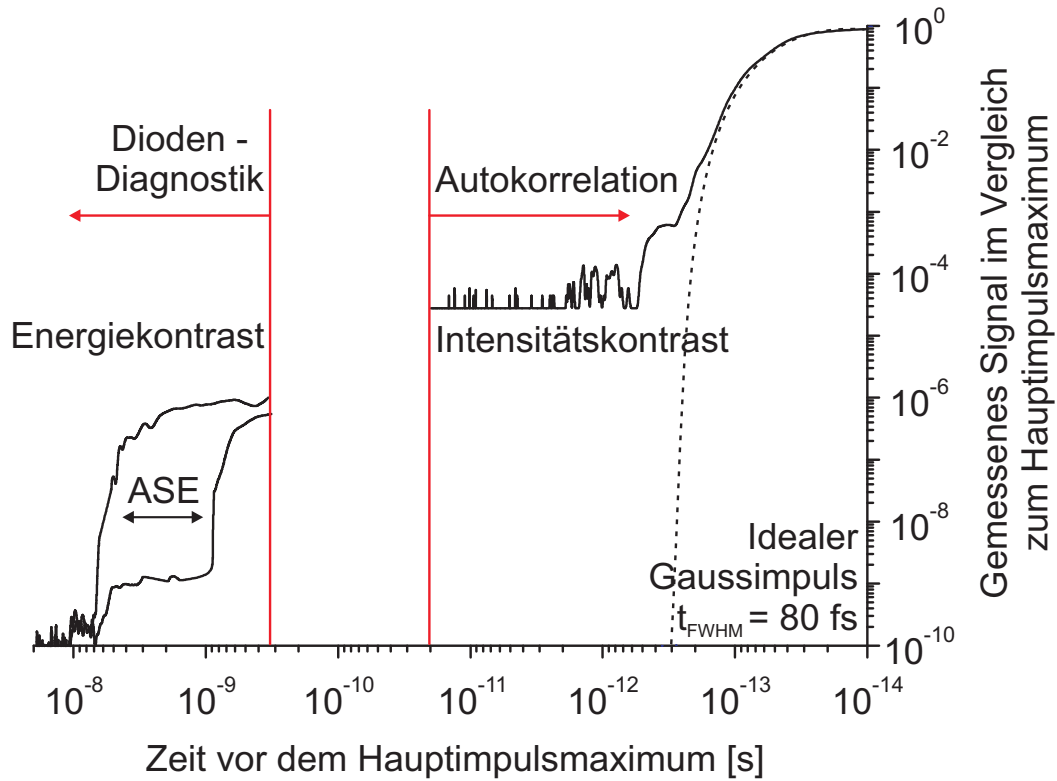


Abbildung 2.1: Zeitlicher Verlauf des Laserimpulses. Der Energiekontrast der Diodenmessung lässt sich unter der Annahme eines glatten ASE-Podests in einen Intensitätskontrast umrechnen. Multipliziert man den Energiekontrast mit dem Verhältnis der Korrelationsdauer des Hauptimpulses und der ASE-Länge, ergibt sich auch für die ASE ein Intensitätskontrast von 10^{-9} bis 10^{-10} [14]. Zwischen der Energiemessung mit der Diode und der Intensitätsbestimmung durch den Autokorrelator befindet sich ein unbestimmter Bereich, in welchem der Verlauf des Intensitätskontrastes nicht bekannt ist. Die Dauer der ASE ist mit einer schnellen Pockelszelle im Intervall $[0,5 \text{ ns} \mid 5,0 \text{ ns}]$ vor dem Hauptimpuls einstellbar.

bis 15 ps vor dem Eintreffen des Hauptimpulses ist der Intensitätskontrast somit nicht genauer bekannt.

Mit der Kenntnis des zeitlichen Intensitätsverlaufes lassen sich Aussagen über die Ausbreitung des Plasmas in das Vakuum treffen. Es entsteht ein exponentielles Dichteprofil

$$n(x) = n_0 \exp\left(-\frac{x}{c_s t}\right) \quad (2.1)$$

von der Oberfläche des Festkörpers aus, da sich das Plasma mit der Schallgeschwindigkeit c_s der Ionen ausbreitet [15, 16]. Dabei ist n die Dichte des Plasmas an der Stelle x und n_0 die Anfangs- oder Maximaldichte, und mit der Festkörperdichte $n_0 \approx 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ gleichzusetzen. Für Zeiten im Bereich von einigen 10 ps ergibt sich daraus die Plasmaskalierungslänge L

$$L_{1/e} \approx c_s t \quad (2.2)$$

mit $c_s \approx 10^7 \text{ cm/s}$ zu $L_{1/e} = 10 \mu\text{m}$.

Das Plasma wird von der ansteigenden Flanke des eintreffenden Hauptimpulses weiter aufgeheizt. Ab Intensitäten von 10^{14} W/cm^2 setzt Tunnelionisation ein, wobei das Atompotential durch das starke äußere Feld abgesenkt wird [3]. Ein heißes Plasma entsteht.

Übersteigen die Intensitäten im weiteren Verlauf 10^{18} W/cm^2 (die kinetische Energie der Elektronen während ihrer Oszillation im elektrischen Feld des Laserimpulses ist nun größer oder gleich ihrer Ruheenergie), müssen relativistische Effekte berücksichtigt werden und man spricht von einem relativistischen Plasma. Der relativistische Parameter a_0

$$a_0 = \frac{eE_0}{\omega_0 m_e c} = \sqrt{\frac{I \lambda^2}{1,37 \cdot 10^{18} \frac{\text{W} \mu\text{m}^2}{\text{cm}^2}}} \quad (2.3)$$

beschreibt den Quotienten aus Oszillationsgeschwindigkeit $v_{\text{osz}} = eE_0/\omega_0 m_e$ der Elektronen im elektromagnetischen Feld und der Lichtgeschwindigkeit c . Hierbei ist e die Elementarladung, E_0 der Betrag des elektrischen Feldstärkevektors, ω_0 die Frequenz des Laserimpulses und m_e die Elektronenmasse. Für einen Laserimpuls mit $I = 4 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ und einer Wellenlänge $\lambda = 795 \text{ nm}$ ergibt sich $a_0 = 4,3$.

Die Elektronen eines Plasmas der Dichte n haben die Plasmafrequenz [4]:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{\varepsilon_0 \langle \gamma \rangle m_e}} \quad (2.4)$$

m_e ist die Elektronenmasse, ε_0 die Dielektrizitätskonstante und $\langle\gamma\rangle$ der zeitlich gemittelte relativistische Faktor. Die Plasmafrequenz gibt die Eigenfrequenz der Elektronenschwingung gegen die trägen positiven Ionen im Plasma an. Elektromagnetische Wellen können nur mit $\omega_0 > \omega_p$ im Plasma propagieren, da sie sonst durch die angeregte Elektronenschwingung absorbiert würden. Da die Plasmafrequenz durch die Dichte bestimmt ist, ergibt sich für $\omega_0 = \omega_p$ eine so genannte kritische Dichte n_{cr} , ab der eine elektromagnetische Welle nicht mehr propagieren kann (Abbildung 2.2).

$$n_{cr} = \frac{\langle\gamma\rangle m_e \omega_0 \varepsilon_0}{e^2} = \frac{1,1 \cdot 10^{21}}{\lambda^2} \frac{\mu\text{m}^2}{\text{cm}^3} \quad (2.5)$$

Für die Laserwellenlänge von $\lambda = 795 \text{ nm}$ und $\langle\gamma\rangle \approx 1$ erhält man $n_{cr} = 1,7 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Man spricht in diesem Sinne auch von unter- (Ausbreitung möglich) und überdichten (Ausbreitung nicht möglich) Plasmen. Bei hohen Intensitäten steigt die kritische Dichte mit $\langle\gamma\rangle$ und die elektromagnetische Welle kann weiter in das Plasma eindringen.

Die Endring- oder Skintiefe d_{skin} der Lichtwelle über die kritische Dichte hinaus, ist durch $d_{skin} = c/\omega_p$ gegeben und beträgt hier $d_{skin} \approx 0,1 \mu\text{m}$.

2.2 Elektronenbeschleunigung an dünnen Folien

Wie die Energie der Laserimpulse während der Laser - Plasma - Wechselwirkung in die kinetische Energie von Elektronen umgewandelt werden kann, wurde bereits in mehreren Arbeiten ausführlich behandelt [3–5]. Demzufolge werden hier nur die, für die Beschleunigung an dünnen Folien, relevanten Prozesse näher erläutert. Es gibt im Wesentlichen zwei Gruppen von Effekten, direkte und indirekte Beschleunigungsmechanismen. Während der Laserimpuls bei der Resonanzabsorption erst eine Plasmawelle, in welcher dann Elektronen beschleunigt werden können, anregt, sorgen Brunel- und $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ -Heizen sowie die ponderomotorische Kraft für eine direkte Beschleunigung der Elektronen.

$\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ -Heizen und ponderomotorische Kraft

Übersteigen die Intensitäten im Laserfeld die relativistische Schwelle von $I = 10^{18} \text{ W/cm}^2$, kann man den magnetischen Term der Lorentzkraft bei der Betrachtung der Elektronenoszillation nicht mehr gegenüber dem Elektrischen vernachlässigen. Die Elektronen erhalten zusätzlich zur Schwingung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung durch den $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ Term eine Geschwindigkeitskomponente in die Ausbreitungsrichtung.

Ein Elektron, das sich auf der Achse der Laserwelle befindet, erhält während der ersten Halbwelle eine Auslenkung in transversale und longitudinale Richtung. Dadurch befindet

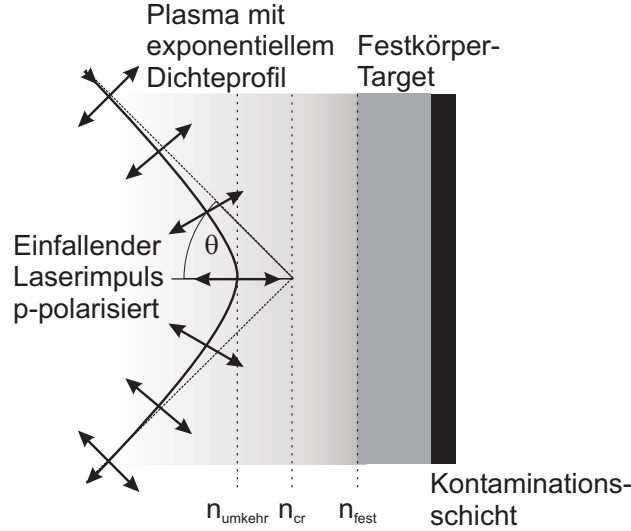


Abbildung 2.2: Schema der Reflexion im exponentiellen Plasmaverlauf. Am Umkehrpunkt zeigt der \mathbf{E} -Feldvektor normal in das überdichte Plasma. Der Laserimpuls kann durch tunneln der Energie aus der evaneszenten Welle im Bereich der kritischen Dichte eine Plasmawelle anregen.

es sich in einer Region geringerer Intensität, und die rücktreibende Kraft während der zweiten Halbwelle kann das Elektron nicht wieder an die Ausgangsposition zurück befördern. Die Elektronen werden entlang dem Intensitätsgradienten beschleunigt, wobei der Nettoenergiegewinn durch das ponderomotorische Potential

$$U_{\text{pond}} = m_0 c^2 \frac{a_0}{2} \approx 1 \text{ MeV} \sqrt{\frac{I \lambda^2}{10^{19} \frac{\text{W} \mu\text{m}^2}{\text{cm}^2}}} \quad (2.6)$$

gegeben ist [3]. Hieraus ergibt sich eine relativistische Maxwellverteilung mit Elektronentemperaturen¹ $T_e = k_B T$ im MeV Bereich.

Brunel-Heizen

Brunel-Heizen oder nicht-so-resonante Absorption tritt an sehr steilen Dichtegradierten auf [17]. Die Skalierungslänge des Plasmas muss im Bereich der Auslenkung der Elektronen während der Oszillation im Laserfeld $L_{1/e} \leq x_{\text{osz}}$ liegen, beträgt also bei den gegebenen Intensitäten einige μm [18]. Nahe der kritischen Dichte werden die Elektronen in der ersten Halbwelle in das Vakuum beschleunigt, um dann durch die zweite Halbwelle in das überdichte Plasma hinein beschleunigt zu werden. Da die Laserwelle im überdich-

¹Die thermische Energie $E_{\text{therm}} = k_B T$ der Teilchen wird in der Plasmaphysik als Temperatur $T_e = E_{\text{therm}}$ bezeichnet, wobei k_B die Boltzmannkonstante und T die Umgebungstemperatur sind.

ten Bereich evaneszent abklingt, spüren die Elektronen die rücktreibende Kraft nicht und verbleiben mit einem Nettogewinn an kinetischer Energie, welcher entsprechend ihrer Oszillationsgeschwindigkeit durch $E_{\text{kin}} = e^2 E_0^2 / 2m_e \omega_0^2$ gegeben ist.

Resonanzabsorption

Beträgt die Plasmaskalierungslänge einige $10 \mu\text{m}$, ist also um einen Faktor 10 größer als die Oszillationsauslenkung der Elektronen, kommt ein anderer Effekt der Energieabsorption stärker zum Tragen. Die Resonanzabsorption lebt von der Tatsache, dass die Plasmaelektronen in ihrer Eigenfrequenz im Plasma schwingen können. Im Bereich der kritischen Dichte ist diese Frequenz gerade gleich der Laserfrequenz. Damit kann das Laserfeld die Plasmafrequenz resonant an dieser Stelle anregen. Eine Plasmawelle, die einer Oszillation der Ladungsträgerdichte gleich kommt, wird ausgebildet.

Bei einem Lasereinfall unter $\theta = 45^\circ$ kann der Laserimpuls aber nicht bis zur kritischen Dichte propagieren, sondern wird, durch die um $1/\cos\theta$ verlängerte Wegstrecke im Plasma, schon frühzeitig wieder aus dem Plasma heraus gebrochen (Abbildung 2.2). In diesem Umkehrpunkt zeigt der Vektor des p-polarisierten elektrischen Feldes senkrecht in das überdichte Plasma hinein. Die Energie der Lichtwelle klingt in Richtung des Plasmagradients evaneszent ab, und kann bei den gegebenen Skalierungslängen in die Region der kritischen Dichte tunneln. Dort wird dann die Plasmawelle resonant angeregt.

Passieren nun Elektronen, angetrieben durch die bereits beschriebenen Prozesse, diesen Bereich, können sie von der Plasmawelle zusätzlich beschleunigt werden. Sie surfen dabei die Ladungsträgerberge in das fortlaufende Tal hinab. Dabei können die Elektronenenergien oder Temperaturen

$$T_e \approx 4 \sqrt{\frac{I \lambda^2}{10^{20} \frac{\text{W} \mu\text{m}^2}{\text{cm}^2}}} \text{MeV} \quad (2.7)$$

ebenfalls einige MeV erreichen [3]. Die Umwandlungseffizienz η von Laser- in Elektronenenergie beträgt $\eta \approx 30\%$ [4, 19].

Die beschleunigten Elektronen propagieren nun durch das Festkörpermateriale, wobei sie in Materialien geringerer Dichte (niedrige Ordnungszahl Z) weniger stark abgebremst werden, als in dichteren Materialien. Der Elektronenstrom kann das Alfvén-Limit des Stromtransportes im Vakuum durch lokale Rückströme, welche die entstehenden Magnetfelder kompensieren, überschreiten [4].

2.3 Ionenbeschleunigung als Sekundärprozess

Bei den gegebenen Intensitäten ist derzeit eine direkte Ionenbeschleunigung der, um bis zu 5 Größenordnungen schwereren, Ionen durch die ponderomotorische Kraft nicht möglich [4, 19]. Andere Effekte müssen für die Beschleunigung der Ionen verantwortlich sein.

In der Literatur werden hauptsächlich zwei Szenarien diskutiert: Eine Beschleunigung die von der Plasmaexpansion an der Vorderseite des Festkörpers ausgeht [20], sowie die Beschleunigung von Ionen, welche sich auf der Rückseite des Festkörpers befinden, durch ein quasi-statisches elektrisches Feld, das durch die beschleunigten Elektronen aufgebaut wird [21–25]. Das Konzept der Ionenbeschleunigung von der Rückseite des Festkörpers wurde erstmals von Gitomer *et al.* [26] vorgestellt. Da das durch die Elektronen aufgebaute elektrische Feld senkrecht auf der Festkörperoberfläche steht, werden die Ionen normal zu dieser beschleunigt, und man spricht von target - normal - sheath - acceleration (kurz: TNSA) [27].

Experimente mit aufgeheizter Targetfolie bestätigen zum Einen den TNSA-Mechanismus und identifizieren zum Anderen eine Kontaminationsschicht aus Wasserdampf und Pumpenöl als Ursprung der beschleunigten Ionen [22, 25, 26, 28–30].

Der TNSA - Mechanismus

Die heißen Elektronen (T_e einige MeV) bewegen sich durch das Festkörpermateriale, und verlassen es auf der Rückseite. Wenn die schnellsten Elektronen das Target verlassen haben, baut sich, durch die verminderte Anzahl an negativen Ladungsträgern, ein positives Coulomb-Potential auf, welches das Entweichen der nachfolgenden, langsameren Elektronen unterbindet. Diese schwingen nun um das positive Potential, die Targetrückseite.

Wie weit die Elektronen dabei über die Targetrückseite hinaus schwingen, wird durch die Debyelänge

$$l_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 T_e}{e^2 n_{e,hot}}} \approx 2,4 \mu m \left(\frac{T_e}{1 \text{ MeV}} \right)^{1/2} \left(\frac{n_{e,hot}}{10^{19} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \quad (2.8)$$

angegeben [5]. $n_{e,hot}$ ist die Dichte der heißen Elektronen und liegt entsprechend ihrem Ursprung im Bereich der kritischen Dichte. Mit der Debyelänge ergibt sich die Ausdehnung des, durch die heißen Elektronen aufgebauten, elektrischen Feldes zu einigen

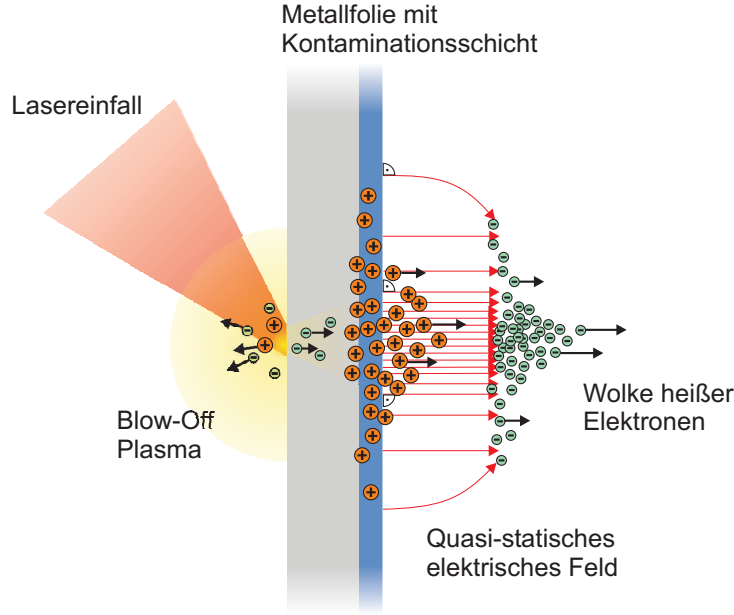


Abbildung 2.3: Schema des TNSA-Mechanismus.

Mikrometern. Die Feldstärke des elektrischen Feldes erhält man aus

$$|\mathbf{E}| = \frac{T_e}{el_D} \quad (2.9)$$

zu einigen Megavolt pro Mikrometer oder einigen 10^{12} V/m [5]. Bei derartigen Feldstärken wird die Kontaminationsschicht aus Wasserdampf und Pumpenöl ionisiert. Das beschleunigende elektrische Feld besitzt aufgrund seines Ursprungs - der heißen Elektronenwolke - Zylindersymmetrie um die Targetnormale und fällt nach außen auf Null ab.

In diesem Feld werden vor allem die besonders leichten Protonen aber auch schwere Ionen wie Kohlenstoff normal zur Targetrückseite auf Energien im MeV Bereich beschleunigt. Die Verteilung der Ionen über ihrer Energie - das Spektrum - hängt dabei von der Anpassung der räumlichen Ausdehnung von Ionenschicht und Elektronenwolke ab. Das heißt, Ionen, die sich im Zentrum des Beschleunigungsfeldes befinden, werden zu höheren Energien beschleunigt, als Ionen die sich weiter außen befinden. Dies führt zur Beobachtung quasi-thermischer Ionenenergiespektren. In Abbildung 2.3 wird der Beschleunigungsprozess für die Ionen noch einmal schematisch zusammengefasst.

Unter der Annahme eines quasi-statischen Beschleunigungsfeldes lässt sich die maximale Protonenenergie abschätzen. Dieses elektrische Feld E der Länge l_D ist durch

Gleichung 2.9 gegeben. Nimmt man die Beschleunigung der Protonen in diesem statischen Feld als gleichförmig an, so lässt sich die maximal erreichbare kinetische Energie der Protonen zu $E_{\max} = T_e$ bestimmen. Unter Verwendung von Gleichung 2.7 ergibt sich schließlich

$$E_{\max} = T_e \sim \sqrt{I}. \quad (2.10)$$

Damit erreichen die Protonen, genau wie die Elektronen, Energien im Bereich einiger MeV. Mit den Messungen zu dieser Arbeit konnte der in Gleichung 2.10 gegebene Zusammenhang zwischen der maximalen Protonenenergie und der Intensität des Laserfeldes nicht bestätigt werden. Eine Erklärung für die Abweichung von dieser Vorhersage wird in Abschnitt 5.2.1 diskutiert.

Die Effizienz dieses Beschleunigungsprozesses beträgt nach Roth [19] $\eta \approx 0,1$. Es werden also 10 % der Energie des einfallenden Laserimpulses in kinetische Energie der Ionen umgewandelt.

Die beschriebene Vorstellung des Beschleunigungsprozesses wird durch zweidimensionale particle-in-cell (kurz: PIC, engl.: Teilchen in Zellen) Simulationen von Pukhov [31] und d’Humieres *et al.* [32] unterstützt.

Mit Kenntnis des Mechanismus kann die Ionenbeschleunigung weiter manipuliert werden. Eine künstlich vergrößerte, dickere Kontaminationsschicht - Auftragen einer ionenreichen Schicht - erhöht die Protonenausbeute [23, 29, 33]. Die spektrale Breite der Ionenenergieverteilung kann durch eine Einschränkung der räumlichen Ausdehnung der künstlichen Ionenschicht beeinflusst werden [12, 13]. Diese theoretischen Vorhersagen wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit experimentell bestätigt [34, 35].

3 Experimenteller Aufbau

3.1 Überblick

Alle Experimente zur Ionenbeschleunigung wurden im Multi-Tera-Watt Labor des Instituts für Optik und Quantenelektronik der Friedrich Schiller Universität Jena durchgeführt. Eine schematische Darstellung des Labors wird in Abbildung 3.1 gezeigt.

Der ultrakurze und ultraintensive Laserimpuls wird vom Jenaer Titan:Saphir Laser JETI erzeugt und propagiert dann durch eine evakuierte Röhre, die so genannte Beamline (engl.: Strahlleitung). Das an einigen Stellen notwendige Umlenken des Laserimpulses erfolgt über speziell beschichtete Spiegel mit Verlustfaktoren kleiner 0,1 %. Auf diesem Weg gelangt er nun in die ebenfalls evakuierte Experimentierkammer. In dieser befinden sich ein goldbeschichteter Parabolspiegel zur Fokussierung und ein Positioniersystem zur Bewegung des Targets. Dieses stellt eine dünne Metallfolie dar, die in einem eigens dafür vorgesehenen Rahmen eingespannt wird. Der Laserimpuls wird auf die Metallfolie fokussiert, die Ionen werden durch die entstehenden heißen Elektronen beschleunigt. Durch eine ebenfalls evakuierte Verbindung propagieren die Ionen in eine zweite, kleinere Kammer, welche die Thomson-Spektrometer beherbergt. Hier können die Ionen jetzt energieaufgelöst detektiert werden.

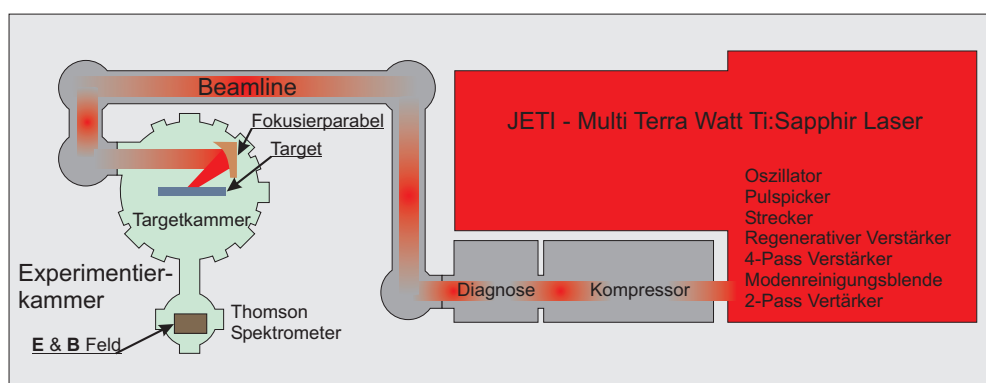


Abbildung 3.1: Schematische Übersicht der experimentellen Anordnung.



Abbildung 3.2: Strecker und Kompressor.

3.2 JETI - Das Jenaer Titan:Saphir Lasersystem

Die zur Ionenbeschleunigung notwendigen Laserimpulse werden in einem kommerziellen Laseroszillator erzeugt und in mehreren Stufen auf relativistische Intensitäten verstärkt.

Dafür wird der Festkörpersoszillator Tsunami mit einem Titan:Saphir Kristall als aktivem Medium durch einen Nd:YVO₄ (Neodym:Yttrium-Vanadium-Oxid) Laser kontinuierlich gepumpt. Eine Kerrlinsenmodenkopplung sorgt zusammen mit der entsprechenden Resonatorlänge l (Frequenzabstand der einzelnen Moden $\Delta\nu = 2c/l$) und einer Prismensequenz zur Dispersionskompensierung für die Erzeugung ultrakurzer Impulse ($\tau \approx 45$ fs) bei einer Zentralwellenlänge $\lambda = 795$ nm und $\Delta\lambda \approx 23$ nm Bandbreite mit einer Wiederholrate von 80 MHz. Die Energie eines Einzelnen dieser Laserimpulse beträgt 8 nJ. Im Folgenden gilt es diese weiter zu verstärken.

Einige technische Details verhindern jedoch eine direkte Verstärkung aller Impulse auf die nötige Energie von ungefähr einem Joule. Dabei wird die Wiederholrate der Verstärkung durch thermische Effekte in den Pumplasern, wie auch in den Verstärkerkristallen selbst, begrenzt. Um diesem entgegenzuwirken, greift eine Pockelszelle zusammen mit einem Polarisator hinter dem Oszillator nur jeden achtmillionsten Impuls heraus, was zu einer moderaten Wiederholrate von jetzt nur noch 10 Hz führt.

Die Intensität I ist als Quotient aus Energie und dem Produkt aus Impulsdauer und Fläche definiert:

$$I = \frac{E}{\tau A} \quad (3.1)$$

Sie steigt also mit der Energie E und verringert sich mit wachsender Impulsdauer τ und Querschnittsfläche A . Eine Verstärkung sehr kurzer Laserimpulse würde zu großen Intensitäten führen, und alle Optiken hohen thermischen Belastungen jenseits ihrer Zerstörschwellen aussetzen.

Eine Vergrößerung der Fläche ist durch Aufweitteleskope möglich, aber durch die entsprechenden Aperturen begrenzt. Die Verlängerung der Impulsdauer wird auf Grund

3 Experimenteller Aufbau

der Wellenlängenabhängigkeit der Beugung und der spektralen Bandbreite der Impulse möglich. In einem Stecker (Abbildung 3.2 a) werden die Impulse an zwei Gittern aufgespalten und dann über einen Spiegel in sich zurückreflektiert. Dadurch legt der langwellige Anteil eine kürzere Wegstrecke als der Kurzwellige zurück und eilt diesem voraus (positiver chirp). Somit verlängert sich die Impulsdauer auf $\tau \approx 120$ ps. Die Verstärkung gestreckter Laserimpulse wird als chirped-puls-amplification (CPA) bezeichnet.

Die Impulse durchlaufen nun noch einen Faraday-Isolator, welcher ein Zurücklaufen eventuell entstehender Reflexe in den Oszillator verhindert, da diese die Modenkopplung entscheidend behindern würden und zu Beschädigungen des Lasers führen könnten.

Alle folgenden Verstärkerstufen bestehen aus Ti:Sa-Kristallen, die durch frequenzverdoppelte Nd:YAG (Neodym:Yttrium-Aluminium-Granat) Laser bei $\lambda = 532$ nm gepumpt werden.

In einem regenerativen Verstärker wird der Impuls jetzt auf $E = 2$ mJ verstärkt und durch Pockelszellen ausgekoppelt. Eine dieser Pockelszellen ist eine sehr schnell Schaltende, die eine Unterdrückung eventueller Vorimpulse und verstärkter spontaner Emission (ASE, engl.: amplified spontaneous emission) auf minimal $\Delta\tau = 500$ ps mit einem Intensitätskontrast von 10^{-9} zum Hauptimpuls ermöglicht [14]. Ein zweiter Verstärker wird vier Mal durchlaufen, was die Impulsenergie auf $E = 300$ mJ erhöht. Es folgt eine Modenreinigungsblende, die den Impuls von höheren Raumfrequenzen befreit, und eine dritte Verstärkerstufe, die ihm die endgültige Energie von $E = 1,3$ J verschafft.

Ab dem Erreichen des Kompressors muss der Impuls nun im Vakuum propagieren, da die Verkürzung der Impulsdauer die Intensität auch bei einem Strahldurchmesser von 6,5 cm schon so weit erhöht, dass nichtlineare Effekte in Luft eintreten, welche die Impulsform nachhaltig stören. Der Druck beträgt ab hier typischerweise $p = 10^{-4}$ mbar. Der Kompressor (Abbildung 3.2 b) bewirkt das Gegenteil des Streckers, ist allerdings ein wenig anders aufgebaut. Hier stehen sich zwei jeweils parallele Gitterpaare gegenüber und heben den chirp des Impulses auf - sorgen also für eine längere Wegstrecke des langwelligen Anteils. Der Laserimpuls kann so auf $\tau \approx 80$ fs verkürzt werden, was in etwa der ursprünglichen Impulsdauer entspricht.

Die Diagnoseeinheit nach dem Kompressor beherbergt einen Autokorrelator dritter Ordnung zur genauen Bestimmung der Impulsdauer, ein Spektrometer zur Vermessung der Impulsfrontverkipfung, und einen Energiemesskopf zur Bestimmung der Transmission durch den Kompressor ($T \approx 60\%$).

Somit steht der fertige Laserimpuls zur Fokussierung bereit. Tabelle 3.2 fasst noch einmal alle Eigenschaften zusammen, die bis hierher den Impuls charakterisieren.

| Energie | Strahldurchmesser | Impulsdauer | Wellenlänge | Wiederholrate |
|----------------------|----------------------|------------------------|----------------------------|---------------------|
| $E = 780 \text{ mJ}$ | $d = 6,5 \text{ cm}$ | $\tau = 80 \text{ fs}$ | $\lambda = 795 \text{ nm}$ | $R = 10 \text{ Hz}$ |

Tabelle 3.2: Eigenschaften der JETI Laserimpulse

3.3 Die Targetanordnung

Der Laserimpuls wird nun über die Beamline in die ebenfalls auf $p = 10^{-4} \text{ mbar}$ evakuierte Experimentierkammer geführt (Abbildung 3.1). Hier muss der Impuls nun noch auf das Target fokussiert werden. Dies geschieht mit Hilfe eines goldbeschichteten Parabolspiegelausschnitts ($f/2$ off-axis Parabel) außerhalb der Achse des Paraboloiden unter einem Winkel von 45° . Mit einer effektiven Brennweite von $f = 12 \text{ cm}$ erfolgt die Fokussierung auf eine $1/e$ -Fläche des Intensitätsmaximums¹ von $A_{1/e} \geq 5 \mu\text{m}^2$.

3.3.1 Der Targethalter

Als Target werden sehr dünne Metallfolien von $1 \mu\text{m}$ bis $20 \mu\text{m}$ verwendet. Diese sind auf einem Positioniersystem befestigt, das vier Freiheitsgrade zur Verfügung stellt. Es ist aus drei Linearverstellern, welche die Achsen eines Koordinatensystems kennzeichnen, und einem Drehmotor, der die Rotation des Koordinatensystems ermöglicht, aufgebaut. Das Koordinatensystem ist in Abbildung 3.3 eingezeichnet. Die z -Achse beschreibt den Abstand relativ zum Fokus, die y -Achse bezeichnet die Höhe und die x -Achse die seitliche Position.

Zur besseren Reproduzierbarkeit der experimentellen Bedingungen müssen die $50 \text{ mm} \times 50 \text{ mm}$ großen und bis zu $1 \mu\text{m}$ dünnen Metallfolien sehr eben gehalten werden, um eine einmal eingestellte Position des Targets relativ zum Fokus wieder herstellen zu können. Notwendig wird dies, da sich das Plasma nach der hochintensiven Laser-Plasma Wechselwirkung noch bis zur Rekombination in ein Temperaturgleichgewicht mit der Umgebung in eben diese ausdehnt. Es muss also für jeden Laserimpuls ein noch nicht verwendeter Bereich der Metallfolie einstellbar sein, ohne dabei die Position dieser relativ zum Fokus zu verschieben. Dies wird zum einen durch das ebene Spannen des Targetmaterials in den entsprechenden Rahmen (geschickte Kombination verschiedener Temperaturen und unterschiedlicher Ausdehnungskoeffizienten von Target- und Rah-

¹Die $1/e$ -Breite einer Glockenkurve ist mit der Halbwertsbreite (FWHM - Full Width at Half Maximum) über die Beziehung $A_{1/e} = A_{\text{FWHM}}/\ln 2$ verknüpft.

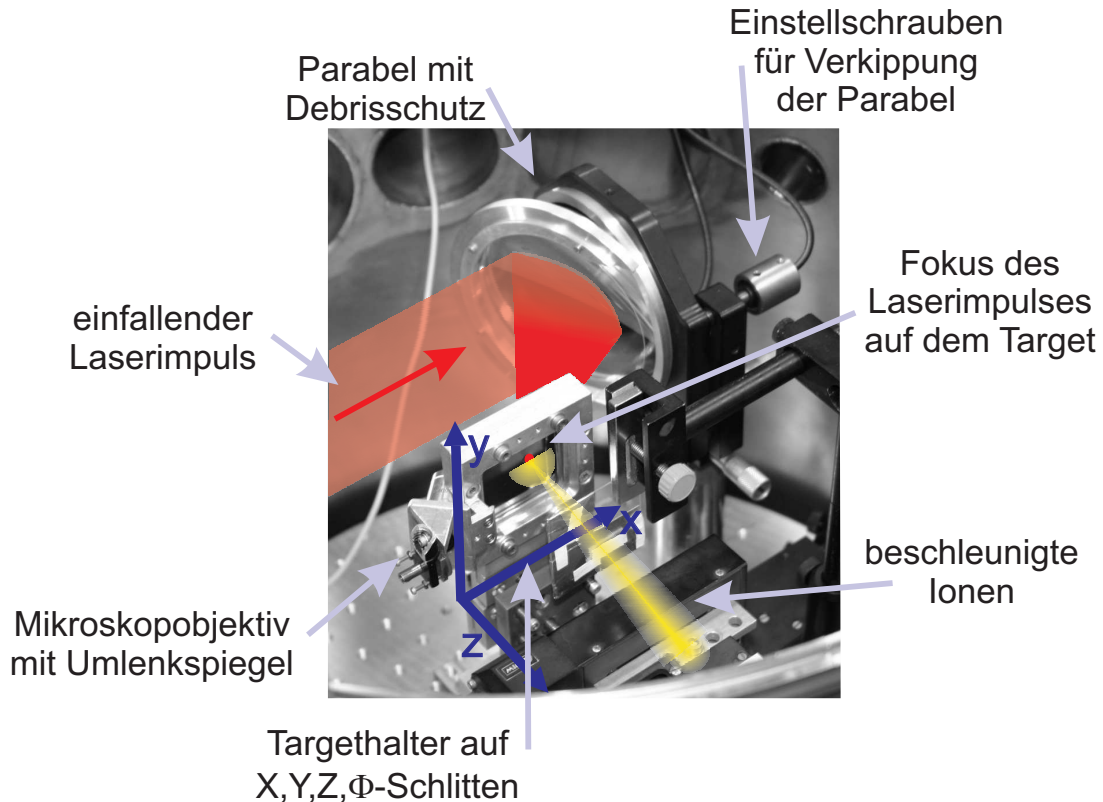


Abbildung 3.3: Einblick in die Experimentierkammer.

menmaterial) und zum anderen durch die Ausrichtung des gespannten Targets entlang der Koordinatenachsen (Verwendung einer Messuhr und lasergestütztes Abfluchten) gewährleistet.

Das Spannen einer wenige Mikrometer dicken Metallfolie kann durch Ausnutzen unterschiedlicher linearer Ausdehnungskoeffizienten erreicht werden. Man verwendet ein sich stärker als die Folie ausdehnendes Material als Halter, und verschraubt die Folie bei einer Temperatur von ungefähr $\vartheta \approx -20^\circ\text{C}$ fest im Halter. Bei der Erwärmung des Verbundes auf Zimmertemperatur reicht die Differenz der Ausdehnung beider Materialien zum ebenen Spannen der Folie genau aus.

3.3.2 Der Fokus

Für eine exakte Auswertung der experimentellen Daten erweist sich eine genaue Kenntnis der Intensitäten im Laserfokus als notwendig. Die Bestimmung solcher hoher Intensitäten ist nicht mit einem einfachen Messgerät zu bewerkstelligen, da jegliche Materie sofort ionisiert wird. Die Intensität muss in mehreren Schritten experimentell ermittelt werden.

3 Experimenteller Aufbau

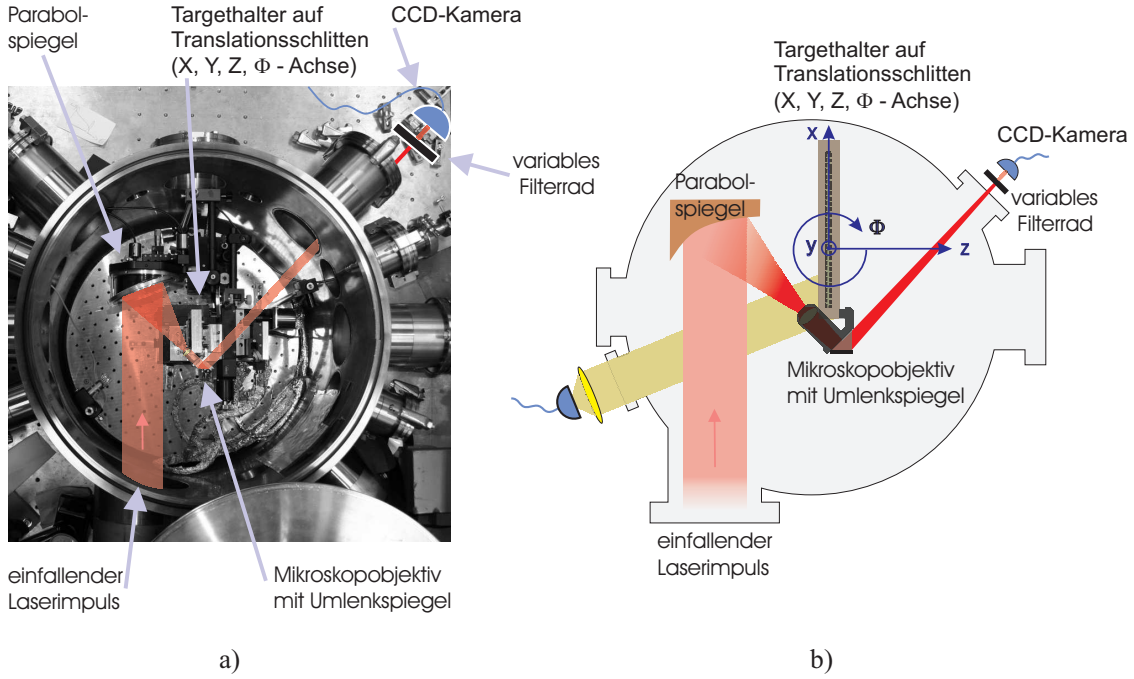


Abbildung 3.4: Beobachtung des Fokus. a) Foto des Aufbaus mit eingezeichneten Strahlwegen. b) Schema der Draufsicht zur besseren Übersicht. Die y -Achse des eingezeichneten Koordinatensystems zeigt aus der Zeichenebene heraus.

Nach Gleichung 3.1 wird die Intensität als Quotient von Energie und dem Produkt aus Fläche und Impulsdauer bestimmt. Für einen gaussförmigen Laserimpuls ergibt sich

$$I_{1/e} = \frac{E_{1/e}}{\tau_{1/e} A_{1/e}} \quad (3.2)$$

als die über die Impulsdauer $\tau_{1/e}$ und die Fläche $A_{1/e}$ gemittelte Intensität $I_{1/e}$. Wobei $E_{1/e} = E_{\text{ges}} \cdot 0,63 \cdot 0,84$ der Energieanteil ist, der in der räumlichen und der zeitlichen Gaussmode innerhalb der $1/e$ -Fläche liegt. Zur Intensitätsbestimmung wird nun die Gesamtenergie mit einem Energiemesskopf, die Impulsdauer mit Hilfe eines Autokorrektors dritter Ordnung und die Fokusfläche über eine Abbildung auf eine CCD-Kamera (charged coupled device, engl.: ladungsgekoppelte Einheit) bestimmt.

Um die Abbildung zur Vermessung der Fokusgröße zu ermöglichen, wurden am Targethalter ein Mikroskopobjektiv und ein kleiner Spiegel befestigt. Damit bildet man den Fokus auf die 8 bit CCD-Kamera ab (Abbildung 3.4). Nachdem man diese Abbildung kalibriert hat ($0,051 \mu\text{m}/\text{Pixel}$), kann die Größe der Fokusfläche bestimmt werden. Die Dynamik der Messung wird zusätzlich vergrößert, indem man einen variablen Graufilter definierter Transmission in die Abbildung einbringt. Man nimmt also zunächst ein

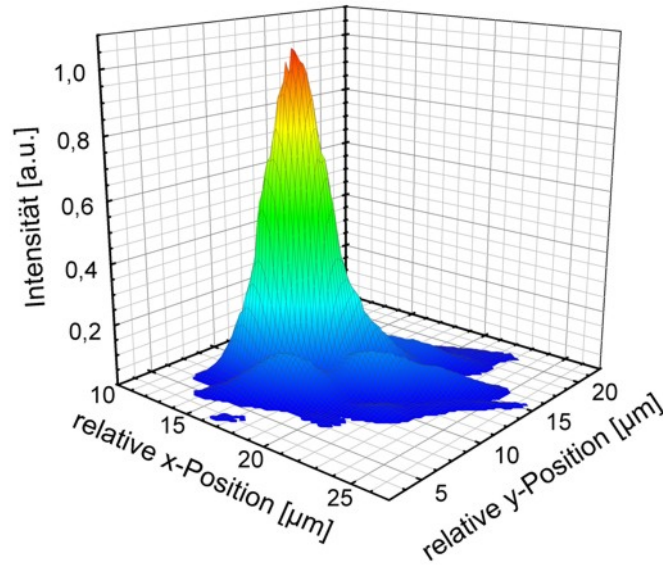


Abbildung 3.5: Räumliche Intensitätsverteilung des fokussierten Laserimpulses. Innerhalb einer Fläche von $A_{\text{FWHM}} = 5,6 \mu\text{m}^2$ beträgt die Halbwertsintensität $I_{\text{FWHM}} = 3,8 \cdot 10^{19} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$.

ungesättigtes Abbild des Fokus auf und fährt mit geringeren Abschwächern (erhöhter Transmission) fort. Multipliziert man die Bilder mit der entsprechenden Transmission bei der sie aufgenommen wurden, kann man sie aneinander fügen - aufeinander stapeln. Dies erhöht die Dynamik der Abbildung um einen Faktor 4.

Für eine minimale Fokusfläche muss der Paraboloid genau senkrecht zum einfallenden Strahlenbündel stehen, denn nur dann ist der Fokus nicht astigmatisch verzeichnet. Durch entsprechende Stellschrauben am Halter der Parabel kann man die horizontale und die vertikale Achse separat optimieren (Abbildung 3.3), bis beide wieder genau senkrecht auf dem einfallenden Normalenvektor stehen. Experimentell ergibt sich nach dieser Prozedur eine minimale Fläche von $A_{1/e} \gtrsim 5 \mu\text{m}^2$. Da ein idealer Gaussimpuls auf eine Fläche von $A_{1/e} = 1,25 \mu\text{m}^2$ fokussierbar wäre, spricht man aufgrund des Verhältnisses $M^2 \approx 2$ der Radien dieser Flächen (bei gleicher Divergenz von realem und idealem Impuls) von einem zweifach beugungsbegrenzt fokussierten Laserstrahl [3]. Das ist nach Ewald [3] ein guter Wert für den vorhandenen Laserimpuls.

Die Intensität I_{FWHM} im realen Fokus des Laserimpulses, der unter einem Einfallswin-

3 Experimenteller Aufbau

kel von 45° auf das Target trifft, ist durch

$$I_{\text{FWHM}} = \frac{E_{\text{Komp}} T_{\text{Komp}} q_{\text{FWHM}} \cos 45^\circ 0,9}{\tau_{\text{FWHM}} A_{\text{FWHM}}} \quad (3.3)$$

gegeben. Dabei ist E_{Komp} die Energie vor dem Kompressor, T_{Komp} die Transmission des selben, q_{FWHM} der Quotient aus der Energie innerhalb der Halbwertsfläche A_{FWHM} und dem Energieanteil außerhalb der Halbwertsfläche. τ_{FWHM} ist die Impulsdauer in der Hälfte des Impulsmaximums. Der $\cos 45^\circ$ respektiert die Verbreiterung der Halbwertsfläche durch den 45° Einfallswinkel, und der Faktor 0,9 die Verluste durch den Fokussierparaboloiden und dessen Debrisschutz (debris, engl.: Ablagerung, Verschmutzung).

Mit den in Tabelle 3.2 angegebenen Daten, der Halbwertsfläche von $A_{\text{FWHM}} = 5,6 \mu\text{m}^2$ und $q_{\text{FWHM}} = 0,34$ ergibt sich die Intensität I_{FWHM} auf dem Target zu $I_{\text{FWHM}} = (3,8 \pm 0,4) \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$.

Das immer wieder notwendige Evakuieren und Belüften der Experimentierkammer führt zu minimalen mechanischen Verschiebungen sowohl innerhalb der Experimentieranordnung als auch zwischen Beamline und Kammer. Folglich kann die Position zwischen Parabel und einfallendem Strahl verschoben werden. Um für alle Experimente die gleichen Bedingungen zu schaffen, ist eine ständige Nachkontrolle der Fokussierung notwendig. Aus diesem Grund bildet die Fokusbeobachtung immer den ersten Schritt der Experimente.

Damit wurden all die Komponenten des Experiments, die sich in der Hauptkammer (Targetkammer) befinden, beschrieben. Einzig das Ionenspektrometer, welches zur Diagnostik der erzeugten und beschleunigten Ionen dient, ist bisher außen vor geblieben. Ihm wird im Folgenden gesondert Aufmerksamkeit gewidmet, da es erst im Rahmen dieser Diplomarbeit realisiert und in Betrieb genommen wurde.

4 Das Ionenspektrometer

Es existieren zahlreiche technische Apparaturen zur Ionenspektroskopie, wobei all diese Umsetzungen eine grundlegende Gemeinsamkeit aufweisen. Sie sind immer notwendigerweise aus einem energiedispersiven und einem ionensensitiven Element aufgebaut. Bei der klassischen Variante der Thomson-Parabel - wie in dieser Arbeit beschrieben - leisten ein elektrisches und ein dazu paralleles magnetisches Feld Energiedispersion und Ionenselektion, und ein mikrokanalplattengestütztes Bildgebungssystem die Ionen-detektion. Flugzeit-Massen-Spektrometer (TOF) stellen ebenfalls eine Möglichkeit zur Ionenspektroskopie dar, da sie ebenso wie die Thomson Parabel eine Aufspaltung nach dem Ladung durch Masse Verhältnis q/m bewirken. Diese sind dabei eher auf dem industriellen Sektor zu finden, was wiederum in ihrer zu meist wenig kompakten Bauweise und dem höheren Preisniveau begründet liegt. Eine günstige, wenn auch mitunter nicht die praktikabelste Alternative stellen geschichtete Anordnungen ionensensitiven Materials dar, da diese entsprechend ihrer Schichtdicke die Energie der Ionen in Teilen absorbieren und somit eine energieaufgelöste Spektrometrie entsprechend der Anzahl und Dicke der Schichten zulassen.

4.1 Aufbau

Nunmehr soll das, für die Experimente entworfene und während der Messungen verwendete, Ionenspektrometer näher betrachtet werden. Abbildung 4.1 verleiht einen Überblick des angefertigten Spektrometers. Die einzelnen Komponenten dienen der Kollimierung, der Energieauflösung und der Anzahlbestimmung der zu vermessenden Ionen.

Das Thomson- oder Ionenspektrometer wird in einer Vakuumkammer mit einer direkten Verbindung zur Experimentierkammer untergebracht (Abbildung 3.1). Dieser wird zudem separat mit einer Turbomolekularpumpe und einer Drehschieberpumpe zur Erzeugung des Vordrucks gepumpt. Damit ergibt sich ein Enddruck von $p \approx 10^{-6}$ mbar, was einer Teilchendichte von $n \approx 10^{10} \text{ 1/cm}^3$ (vergleiche $n \approx 10^{19} \text{ 1/cm}^3$ für Gase beim Normdruck einer Atmosphäre) entspricht. Ein Hochvakuum-schieber ermöglicht das Ab-

4 Das Ionenspektrometer

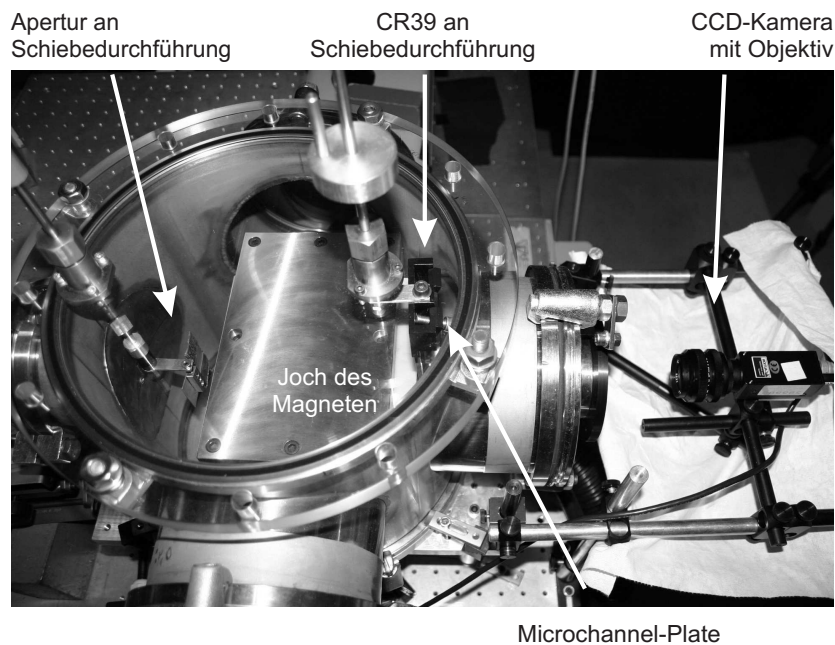
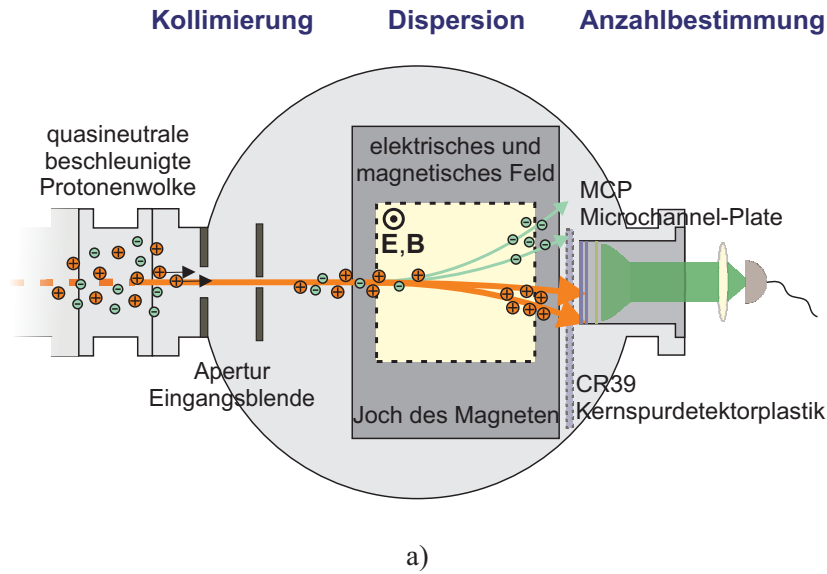


Abbildung 4.1: Prinzipieller Aufbau des Ionenspektrometers. a) Die Draufsicht zeigt die zu spektroskopierenden Ionen auf ihrem Weg durch die einzelnen Komponenten. Über die Apertur treten die kollimierten Ionen in das Spektrometer ein, werden in dem aus der Zeichenebene herauszeigenden elektrischen und magnetischen Feld abgelenkt und letztendlich auf dem Detektor (MCP oder CR39) intensitätsaufgelöst gemessen. b) Fotografie des fertigen Spektrometers

trennen der Spektrometerkammer von der Hauptkammer. Dies verschafft dem Experimentator mehr Flexibilität bei der Ausführung von Justage- und Wartungsarbeiten am Ionenmessplatz.

Der einfallende Ionenstrahl wird durch eine Bleiblenke mit 5 mm Durchmesser und eine kleinere Blende aus Edelstahl kollimiert. Ihre Dicken betragen 2 und 1 mm. Somit sind die Blenden auch für Protonenenergien bis zu 20 MeV noch zuverlässig anwendbar. Die zweite Blende kann in ihrer Größe variiert werden und trägt den eigentlichen Anteil zum jeweiligen Auflösungsvermögen bei.

Die Kollimierung des Ionenstrahls bewirkt einerseits eine Verbesserung der Ortsauflösung des Detektors und andererseits wird bei der Laser-Plasma-Wechselwirkung entstehende Röntgen- und Gammastrahlung abgeschirmt [36]. Diese wird mit einem Messgerät (Ramion) vermessen und dient ebenfalls zur Diagnose der relativen Position zwischen Laserfokus und Targetfolie.

Der kollimierte Ionenstrahl propagiert nun durch das elektrische und das magnetische Feld der Thomson-Parabel. Die Ionen erfahren dabei eine Dispersion entsprechend ihrer kinetischen Energie und ihrer Ladung. Sie erreichen den jeweiligen Detektor also an unterschiedlichen räumlichen Positionen der Detektoroberfläche.

Man kann hierfür zwischen Nuclear-Track-Detector Plastiken CR39 (engl.: Kernspurdetektor) oder einem mikrokanalplattengestützten Ionendetektionssystem wählen. Beide Systeme bergen ihrerseits Vor- und Nachteile.

Die CR39-gestützte Methode ermöglicht eine absolute Messung, da nach der Entwicklung dieses lithografischen Verfahrens die einzelnen Ioneneinschläge sichtbar werden. Da diese Prozedur aber jeweils einige Stunden benötigt, ist die Manipulation der experimentellen Parameter nur sehr eingeschränkt möglich. Das MCP hingegen bietet eine direkte oder simultane Messung der Ionenspektren sofort nach jedem Laserimpuls. Die Experimentiergeschwindigkeit ist somit um ein Vielfaches höher. Eine Echtzeitdetektion (engl.: online) wird ermöglicht. Dies stellt eine enorme Weiterentwicklung der experimentellen Möglichkeiten dar:

- Im Gegensatz zu Messungen mit CR39 (maximal sechs Ionenspuren ohne Detektorwechsel) kann ein Experiment dauerhaft bis zum vollständigen Verbrauch des Targetmaterials durchgeführt werden (je nach Targetmaterial bis zu eintausend Ionenspektren).
- Die Folgen der Variation experimenteller Parameter lassen sich quasi-simultan beobachtet.

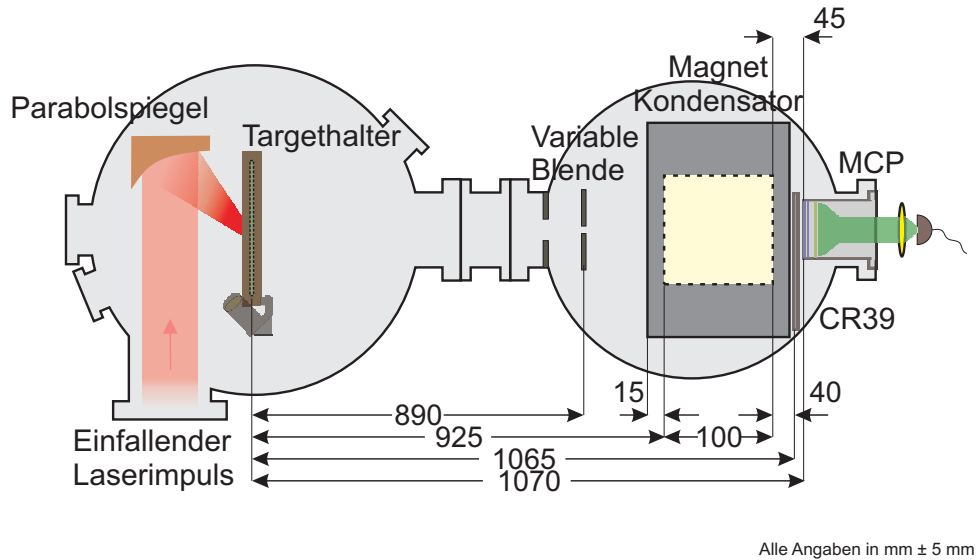


Abbildung 4.2: Maße der Anordnung.

- Einzelschussereignisse werden sichtbar (keine Mittelung wie bei CR39 notwendig).

Die Bildgebung im MCP erfolgt über die Produktion von Sekundärelektronen und deren Vervielfachung. Diese werden auf einen Phosphorschirm beschleunigt und die entstehende Fluoreszenz wird auf eine CCD-Kamera abgebildet. Somit ist die Messung absoluter Ionenzahlen nur bei bekannter Effizienz der einzelnen Sekundärprozesse möglich. Durch eine entsprechende Kalibrierung kann man aber die Bestimmung dieser einzelnen Effizienzen umgehen. Dafür bietet es sich an, entweder eine definierte Ionenquelle zu nutzen oder eine absolute Vergleichsmessung bei äquivalenten Bedingungen durchzuführen.

Das Spektrometer ist, wie bereits erwähnt, aus mehreren Komponenten aufgebaut. Alle diese sind in einer Vakuummotte - einem evakuierbaren, runden Edelstahlgehäuse - von 250 mm Durchmesser untergebracht. Ein Plexiglasdeckel ermöglicht die visuelle Justage der Eingangsblende oder die Aufnahme von Fotos (Abbildung 4.1 b). Seitliche Flansche sind notwendig, um diverse Durchführungen für Spannungsversorgungen, Vakuumpumpen und Druckmessgeräte anzuschließen. Die Abstände der einzelnen Komponenten vom Target oder voneinander sind aus Abbildung 4.2 zu entnehmen.

4.1.1 Die Blende

Ein Aluminiumhalter mit drei Löchern von $d = 4\text{ mm}$ Durchmesser mit eingesetzten Edelstahlscheibchen fungiert als Blende (Abbildung 4.3 a). Die Edelstahlscheibchen be-

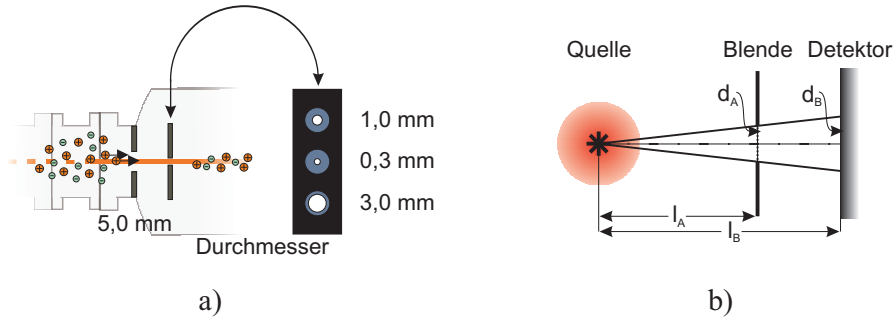


Abbildung 4.3: Apertur und Kollimierung. a) Eingangsblenden des Ionenspektrometers. Durch eine entsprechende Vakuumdurchführung kann die Blendenhalterung vertikal verschoben werden, was das Erreichen aller Einzelblenden ermöglicht. b) Kollimierung durch eine Blende

sitzen verschiedene Durchmesser und werden zur Kollimierung genutzt. Über eine dreh- und verschiebbare Vakuumdurchführung können die Einzelblenden nun auf die Achse des einfallenden Strahls justiert werden. Eigens hierfür wurde ein Helium-Neon-Laser auf der dem Thomsontopf gegenüberliegenden Seite der Experimentierkammer angebracht und normal zur Targetoberfläche justiert. Da sein Strahlengang zentrisch zu den Kammeranschlüssen liegt, repräsentiert er genau die Flugbahn der beschleunigten Ionen, und kann als Justierlaser verwendet werden. Dieser Umstand wird nun vor jedem Experiment ausgenutzt, um die Eingangsblende so auszurichten, dass der Detektor auf den einfallenden Strahl - normal zur Targetoberfläche - schaut.

4.1.2 Kollimierung

Nimmt man die Ionenquelle als punktförmig an, so ergibt sich nach Abbildung 4.3 b)

$$d_B = d_A \frac{l_B}{l_A} \quad (4.1)$$

für den Durchmesser d_B des ausgeleuchteten Bereichs auf der Detektoroberfläche. Hierbei sind l_A und l_B die Abstände Quelle-Blende und Quelle-Detektor, sowie d_A der Blendendurchmesser. Zur Bestimmung des Raumwinkels kann bei einem kleinen Raumausschnitt einfach das Verhältnis der Kreisfläche zur Kugeloberfläche bei entsprechendem Radius gebildet, und mit dem gesamten Raumwinkel 4π multipliziert werden.

$$\Delta\Omega = \frac{\pi \frac{d_B^2}{4}}{4\pi l_B^2} \cdot 4\pi \quad (4.2)$$

| Durchmesser der Blende d_A [mm] | Durchmesser der Detektionsfläche d_B [mm] | Raumwinkel der Detektionsfläche $\Delta\Omega$ [μSr] |
|-----------------------------------|---|---|
| $3,00 \pm 0,10$ | $3,61 \pm 0,16$ | $8,92 \pm 0,67$ |
| $1,00 \pm 0,10$ | $1,20 \pm 0,13$ | $0,99 \pm 0,21$ |
| $0,30 \pm 0,01$ | $0,36 \pm 0,02$ | $0,09 \pm 0,01$ |

Tabelle 4.1: Vom Detektor observierter Raumwinkel.

Gleichung 4.1 in 4.2 eingesetzt, ergibt:

$$\Delta\Omega = \frac{\pi \left(\frac{d_A}{2}\right)^2}{l_A^2} \quad (4.3)$$

$$= \frac{A_{\text{Blende}}}{l_A^2} \quad (4.4)$$

Der Raumwinkel, der vom Detektor wahrgenommen wird, hängt, solange der Durchmesser des Detektors größer als der beobachtete Bereich ist, nur noch von den Blendenparametern ab. Zusammen mit den Werten die aus Abbildung 4.2 ersichtlich sind, lässt sich nun der vom Detektor beobachtete Raumwinkel bestimmen. In Tabelle 4.1 ist dieser für die verschiedenen Blendendurchmesser dargestellt.

4.1.3 Die Felder

Ein eigens angefertigter Dipolmagnet erzeugt das magnetische Feld. Zwei Selten-Erd-Permanentmagneten aus einer Neodym-Eisen-Bor-Legierung mit $100\text{ mm} \times 100\text{ mm} \times 15\text{ mm}$ Kantenlänge bilden die Grundlage dieser Konstruktion, das heißt, in ihnen ist die Energie des magnetischen Feldes gespeichert. Sie sind auf der kurzen Strecke durchmagnetisiert.

Um die Streufelder außerhalb des Volumens zwischen den Magneten zu minimieren, wurden sie in einen Eisenrückschluss eingebracht. Dieses Joch hat die Abmessungen, die in Abbildung 4.4 eingezeichnet sind. Da die magnetischen Feldlinien geschlossen sind, sind diese Streufelder dem Magnetfeld zwischen den Magneten entgegen gerichtet. Aus diesem Grund ist die Verwendung eines Eisenjochs zwingend notwendig, da ein entgegengesetztes Feld vor und hinter dem Magneten das Messergebnis - die Ablenkung der Ionen und ihre Position auf dem Detektor - systematisch verringern würde.

Um das Feld zwischen den Magneten im Joch zu bestimmen, nutzt man eine Hallsonde. Abbildung 4.5 zeigt das mit einer solchen Hallsonde vermessene Magnetfeld. Innerhalb des Magneten ergibt sich ein homogener Feldbereich $B \approx 550\text{ mT}$ mit einer Ausdehnung

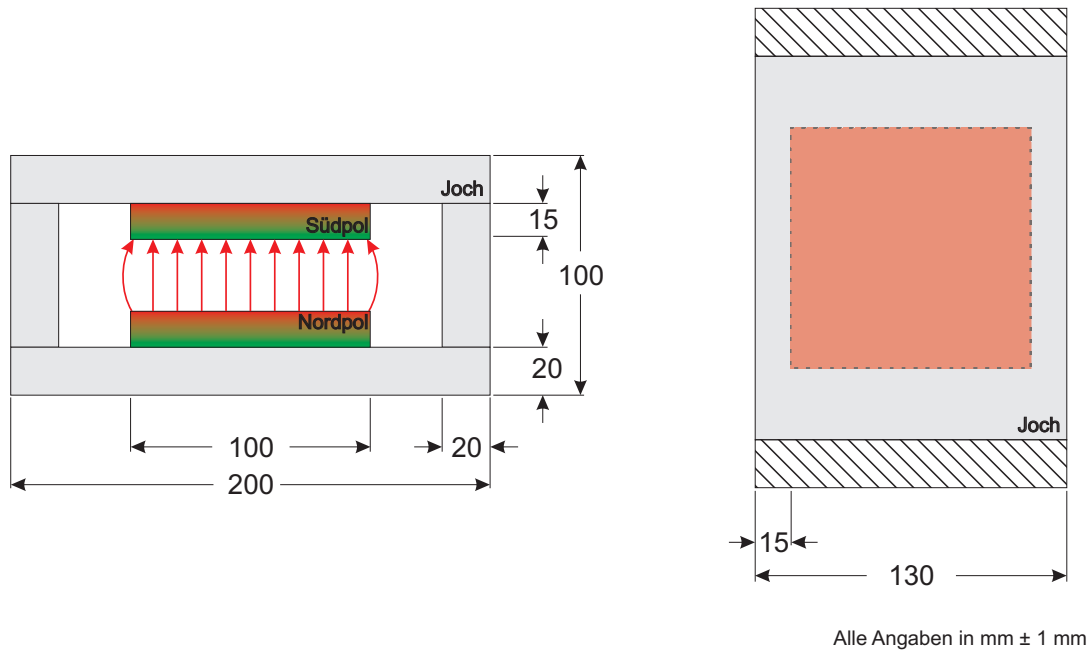


Abbildung 4.4: Dipolmagnet mit Eisenrückschluss.

von 80 mm in Länge und Breite. Die relative Schwankung in diesem Bereich beträgt $\Delta B/B \leq 5\%$. Mit Blick auf den Herstellungsprozess¹ solcher Magneten ist die Bezeichnung homogen bei der vorhandenen Schwankung für das Feld gerechtfertigt. Außerdem fällt das Magnetfeld in Propagationsrichtung der Ionen mit einer Halbwertslänge von nur 10 mm ab. Somit sorgt es für eine gleichmäßige Ablenkung der Ionen und die Möglichkeit einer analytischen Berechnung der Ionentrajektorien durch die Felder.

Aus Abbildung 4.5 kann außerdem die Güte des Jochs abgelesen werden. Vor und hinter dem eingezeichneten Magneten sind keine Streufelder nachweisbar, der Eisenrückschluss nimmt den gesamten magnetische Fluss auf.

Das elektrische Feld wird in einem Plattenkondensator, der in den Magneten hinein gesteckt wurde, erzeugt. Als Feldplatten benutzt man vollständig bedampfte Leiterplatten von $100 \times 100 \text{ mm}^2$ Größe, welche in einem Abstand von $d = 27 \pm 1 \text{ mm}$ angebracht werden. Die maximale Spannung, die zur Verfügung steht, ist durch die Spannungsdurchführung in das Vakuum auf $U_E = 7 \text{ kV}$ begrenzt. Daraus ergibt sich mit dem

¹Permanentmagneten werden aus dem entsprechenden Magnetmaterial in Form gebracht und anschließend in sehr starken Magnetfeldern (einige Tesla) magnetisiert. Da diese Felder nur innerhalb kleiner Volumina erzeugt werden können, ist die Größe eines Einzelmagneten auf einige Zentimeter Kantenlänge begrenzt. Die verwendeten Magneten befinden sich also an der oberen Grenze homogener Magnetisierbarkeit, bilden aber angesichts des gemessenen Feldes einen sehr guten Kompromiss aus Messgenauigkeit und Preis des Spektrometers.

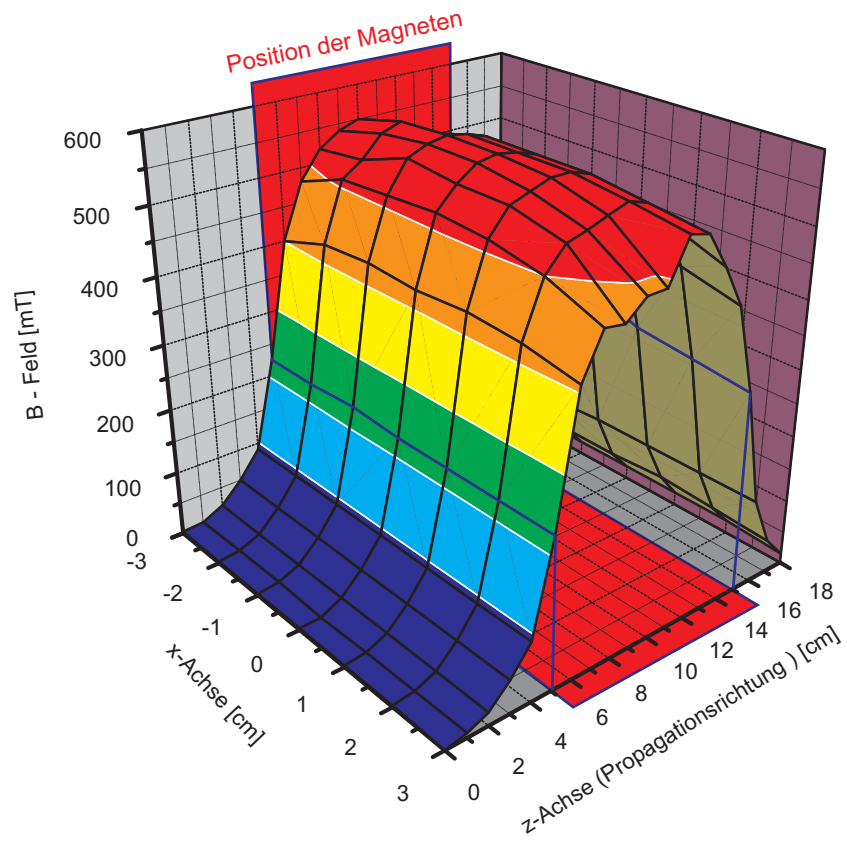


Abbildung 4.5: Magnetfeld des Dipolmagneten der Thomson-Parabel.

Plattenabstand das elektrische Feld E im Kondensator zu:

$$E = \frac{U_E}{d} \quad (4.5)$$

$$= (2,6 \pm 0,1) \cdot 10^5 \frac{\text{V}}{\text{m}} \quad (4.6)$$

4.2 Energiedispersion in der Thomson-Parabel

4.2.1 Bahnkurven der Ionen

Die Bahnkurven der Ionen im Spektrometer setzen sich aus zwei Teilen zusammen (Abbildung 4.6). Der erste Teil ist durch die Gegenwart der ablenkenden Felder charakterisiert und es erfolgt eine Beschleunigung der Ionen entsprechend der Lorentzkraft $\mathbf{F}_{\text{Lorentz}}$:

$$\mathbf{F}_{\text{Lorentz}} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (4.7)$$

Die Ladung q kann auch als $q = Ze$ mit der Elementarladung $e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{C}$ und der Ladungszahl Z geschrieben werden. \mathbf{v} ist hierbei der Geschwindigkeitsbetrag der Ionen im elektrischen Feld \mathbf{E} und im magnetischen Feld \mathbf{B} . Am Ende des felddurchfluteten Bereichs beginnt der zweite Teil der Betrachtung. Da hier keine beschleunigende Kraft mehr wirkt, bewegen sich die Ionen gleichförmig auf der Tangente an den letzten Punkt der Bahnkurve in den Feldern.

Für nicht allzu große Ablenkungen durch das elektrische Feld kann man die Beschleunigungen in beiden Feldern unabhängig voneinander betrachten. Die Ablenkung im Magnetfeld erfolgt durch die Wirkung der Lorentzkraft normal zu der Ebene, die von der Strom- oder Propagationsrichtung und der Richtung der magnetischen Feldlinien aufgespannt wird. Im elektrischen Feld folgt die Ablenkung allerdings den Feldlinien des Coulombfeldes, welche parallel zu den magnetischen Feldlinien verlaufen. Für die Beschreibung soll das Koordinatensystem (Abbildung 4.6) genau wie das der Fokusbetrachtung orientiert sein. Im zweiten Teil ergibt sich eine Geradengleichung, deren Berechnung im Folgenden für beide Felder explizit ausgeführt wird. Die Berücksichtigung relativistischer Effekte erweist sich nicht als notwendig, da die maximal auflösbare Protonenenergie von $E_{\text{max}} = 20 \text{ MeV}$ einem relativistischen Faktor γ von nur $\gamma = 1/\sqrt{(1 - v^2/c^2)} = 1,02$ entspricht. Diese Abweichung des relativistischen Faktors um maximal 2 % fällt bei der Betrachtung der Ungenauigkeiten von Energie- und Anzahlbestimmung nicht ins Gewicht, kann also vernachlässigt werden.

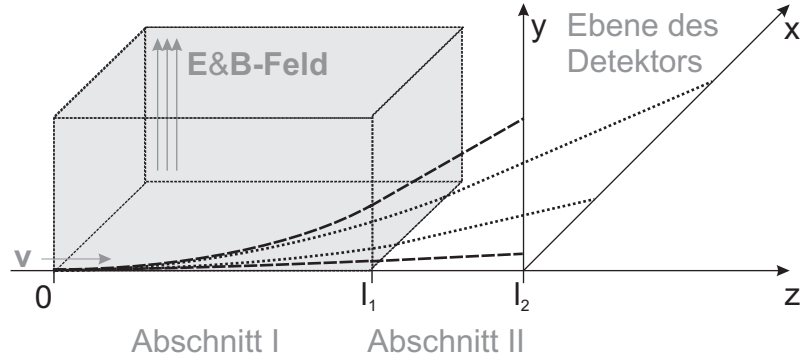


Abbildung 4.6: Schema der Ablenkung in der Thomson-Parabel.

Magnetisches Feld

Im magnetischen Feld folgt die Ablenkung dem magnetischen Anteil der Lorentzkraft

$$\mathbf{F}_{\text{mag}} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (4.8)$$

und zwingt die Ionen aufgrund des $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ Termes auf Kreisbahnen in der x - z -Ebene. Für die Kreisbahnen gilt die Kreisgleichung

$$R = \sqrt{(x - R)^2 + z^2} \quad (4.9)$$

mit Radius R . Das Koordinatensystem in Abbildung 4.6 ist so angeordnet, dass x für alle Ablenkungen und z für alle Positionen immer positiv sind. Nach x umgestellt, ergibt sich Gleichung 4.9 zu:

$$x(z) = R - \sqrt{R^2 - z^2} \quad (4.10)$$

Der Anstieg m_{Tmag} der Tangente beträgt:

$$m_{\text{Tmag}} = \left. \frac{dx(z)}{dz} \right|_{l_1} \quad (4.11)$$

$$= \left. \frac{z}{\sqrt{R^2 - z^2}} \right|_{l_1} \quad (4.12)$$

$$= \frac{l_1}{\sqrt{R^2 - l_1^2}} \quad (4.13)$$

4 Das Ionenspektrometer

Zusammen mit dem Punkt $P_{\text{mag}}(l_1|x(l_1))$ folgt hieraus die Ablenkung x_{mag} der Ionen auf dem Detektor.

$$x_{\text{mag}} = R - \frac{R^2 - l_1 z}{\sqrt{R^2 - l_1^2}} \Big|_{l_2} \quad (4.14)$$

$$= R - \frac{R^2 - l_1 l_2}{\sqrt{R^2 - l_1^2}} \quad (4.15)$$

Der Radius R wird aus dem Kräftegleichgewicht der Lorentzkraft und der Zentrifugalkraft errechnet.

$$\mathbf{F}_{\text{mag}} = \mathbf{F}_{\text{Zentrifugal}} \quad (4.16)$$

Mit $\mathbf{v} \perp \mathbf{B}$ kann man den Betrag der Geschwindigkeit v senkrecht zum Magnetfeldbetrag B einsetzen.

$$qvB = \frac{mv^2}{R} \quad (4.17)$$

$$R = \frac{mv}{qB} \quad (4.18)$$

Damit ist eine exakte Berechnung der Ablenkung x_{mag} der Ionen mit Masse m und Ladung q durch das magnetische Feld möglich.

$$x_{\text{mag}} = \frac{mv}{qB} - \frac{(\frac{mv}{qB})^2 - l_1 l_2}{\sqrt{(\frac{mv}{qB})^2 - l_1^2}} \quad (4.19)$$

Elektrisches Feld

Die Coulombkraft bewirkt hier eine Beschleunigung der Ionen in y -Richtung - die Richtung der Feldlinien des elektrischen Feldes \mathbf{E} .

$$\mathbf{F}_{\text{Coulomb}} = Ze\mathbf{E} \quad (4.20)$$

$$m\ddot{y} = ZeE \quad (4.21)$$

Mit Hilfe der Beziehung

$$\frac{dy(z)}{dt} = \frac{dy(z)}{dz} \frac{dz}{dt} \quad (4.22)$$

$$\approx v \frac{dy(z)}{dz} \quad (4.23)$$

kann man die Bewegungsgleichung unter der Voraussetzung einer kleinen Ablenkung ($v_y \ll v = v_z$) im elektrischen Feld nun lösen². Dazu integriert man Gleichung 4.20 über z und erhält

$$y(z) = \frac{1}{2v^2} \frac{q}{m} E z^2 \quad (4.24)$$

mit dem Betrag \mathbf{E} des elektrischen Feldes. Der Anstieg der Tangente bei $z = l_1$ beträgt:

$$m_{\text{el}} = \left. \frac{dy(z)}{dz} \right|_{l_1} \quad (4.25)$$

$$= \frac{1}{v^2} \frac{q}{m} E z \quad (4.26)$$

Unter Verwendung eines Punktes $P_{\text{el}}(l_1|y(l_1))$ lässt sich auch hier die Ablenkung y_{el} auf dem Detektor zu

$$y_{\text{el}} = \left. \frac{1}{v^2} \frac{q}{m} E (l_1 z - \frac{1}{2} l_1^2) \right|_{l_2} \quad (4.27)$$

$$= \frac{1}{v^2} \frac{q}{m} E (l_1 l_2 - \frac{1}{2} l_1^2) \quad (4.28)$$

ableiten. Mit Gleichung 4.19 und 4.28 hat man jetzt zwei Ausdrücke, welche die Bahnkurven der Ionen im Spektrometer in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit v oder der kinetischen Energie $E_{\text{kin}} = mv^2/2$ der Ionen beschreiben.

$$x_{\text{mag}} = x_{\text{mag}}(E_{\text{kin}}) \quad (4.29)$$

$$y_{\text{el}} = y_{\text{el}}(E_{\text{kin}}) \quad (4.30)$$

In der obigen Herleitung wurden für die Felder kastenförmige Verteilungen der Länge l_1 angenommen. Da diese in der Realität aber nicht zu erzeugen sind, muss man sich mit der Bestimmung von effektiven Feldern der gleichen Länge behelfen.

²Die bauliche Beschränkung der Kondensatorspannung auf $U_{\text{E}} = 7 \text{ keV}$ sichert die Einhaltung dieser Bedingung. Somit beträgt die Geschwindigkeit in y -Richtung im schlechtesten Fall 1/10 der in z -Richtung.

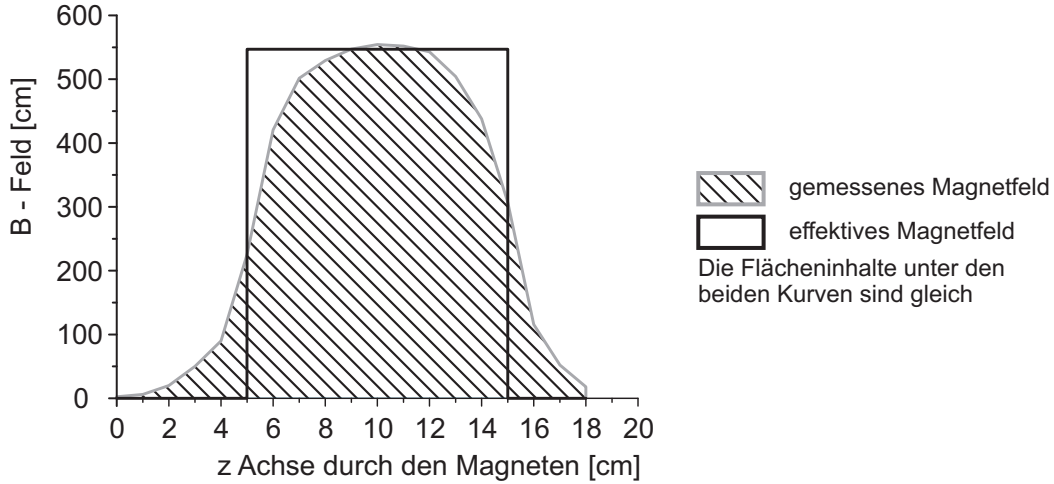


Abbildung 4.7: Bestimmung des effektiven Magnetfeldes.

Für das elektrische Feld stehen leider keine einfachen Möglichkeiten der Diagnose zur Verfügung, weshalb auf den errechneten Feldstärkewert für den Plattenkondensator zurückgegriffen werden muss. Dies ist eine gute Annahme, solange der Plattenabstand (2,7 cm) nur klein gegen die Feldausdehnung (10 cm) ist, und somit die Streufelder am Plattenrand gegenüber dem homogenen Feldbereich nicht ins Gewicht fallen.

Das magnetische Feld wurde bereits mit einer Hallsonde vermessen (Abb. 4.5). Mittelt man die Feldverteilung über die x -Richtung, ergibt sich daraus das in Abbildung 4.7 dargestellte Profil in Propagationsrichtung. Der Flächeninhalt unter der Kurve spiegelt die gesamte Magnetfeldstärke wider. Vergleicht man nun diesen Flächeninhalt mit dem eines kastenförmigen Feldes der Länge $l_1 = 100$ mm, erhält man das eingezeichnete Rechteckprofil. Daraus lässt sich das effektive Magnetfeld zu $B_{\text{eff}} = (547 \pm 27)$ mT mit einem relativen Fehler von 5 % bestimmen. Dieser Fehler rührt aus der räumlichen Auflösung der Magnetfeldvermessung mittels Hallsonde, da die Sonde selbst schon eine Ausdehnung von 10 mm besitzt.

Ein grafischer Vergleich der theoretisch vorhergesagten mit den gemessenen Spuren ergibt ein effektives Magnetfeld von $B_{\text{eff}} = (525 \pm 25)$ mT. Somit befindet sich der experimentell ermittelte Wert in guter Übereinstimmung mit dem theoretisch Vorhergesagten. In der Auswertung soll der mit Gleichung 4.19 bestimmte Wert $B_{\text{eff}} = (525 \pm 25)$ mT Verwendung finden.

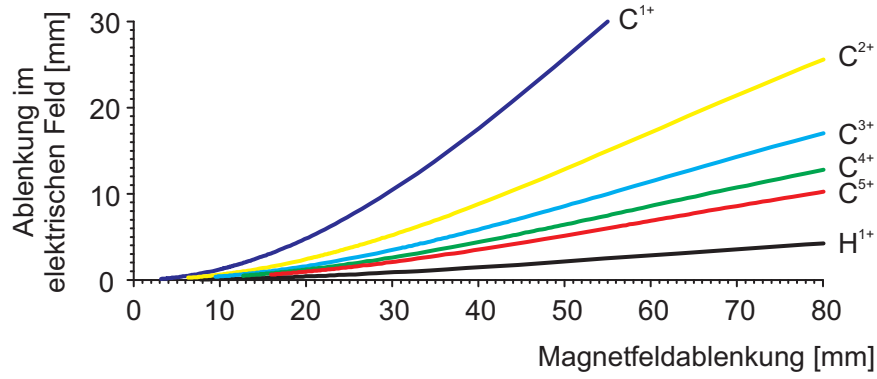


Abbildung 4.8: Berechnete Ionenspuren in der Detektorebene. Trägt man die y_{el} -Ablenkung über der x_{mag} -Ablenkung auf, erhält man die Thomsonschen Parabeln auf dem Detektor.

4.2.2 Die Ionenspuren auf dem Detektor

Trägt man die y_{el} - und die x_{mag} -Ablenkung aus Gleichung 4.19 und 4.28 übereinander auf, so erhält man die parabelförmigen Spuren der Ionen in der Detektorebene; die Thomsonschen Parabeln. Sie sind in Abbildung 4.8 dargestellt. Man erkennt, dass die Ablenkung im elektrischen Feld entgegen der im magnetischen sehr gering ist, die Trennung der Ionensorten nach dem Ladung zu Masse Verhältnis q/m aber gewährleistet wird. Dies ist notwendig, da sonst alle Ionensorten in ein und die selbe Spur abgebildet würden, und eine quantitative Auswertung nicht mehr möglich wäre. Für die Auswertung der Ionenenergien ist es ausreichend, die Ablenkung durch eines der beiden Felder zu nutzen.

Die Energie der Ionen wird im Zuge der Genauigkeit über ihre Ablenkung im magnetischen Feld bestimmt. Nun ist Gleichung 4.19 aber eine Funktion vierten Grades, was die direkte Verwendung der Umkehrfunktion $E_{\text{kin}} = E_{\text{kin}}(x_{\text{mag}})$ von $x_{\text{mag}} = x_{\text{mag}}(E_{\text{kin}})$ ausschließt. Man erstellt in diesem Fall eine Wertetabelle mit sehr kleinen Intervallen, oder trägt die Funktion $x_{\text{mag}} = x_{\text{mag}}(E_{\text{kin}})$ grafisch auf und passt im relevanten Bereich geeignete Exponentialfunktionen an. Im Grunde entsprechen sich beide Vorgehensweisen, da das Ablesen von Werten immer ein grafisches Lösen einer Gleichung darstellt. Die Auswertung erfolgt also über eine numerisch bestimmte Umkehrfunktion.

In Abbildung 4.9 ist die Magnetfeldablenkung über der Protonenenergie dargestellt. Daraus können die Energie der Protonen für bekannte Ablenkungen ablesen werden. Diese Vorgehensweise repräsentiert einen Teil der Auswertung der Ionenspektren.

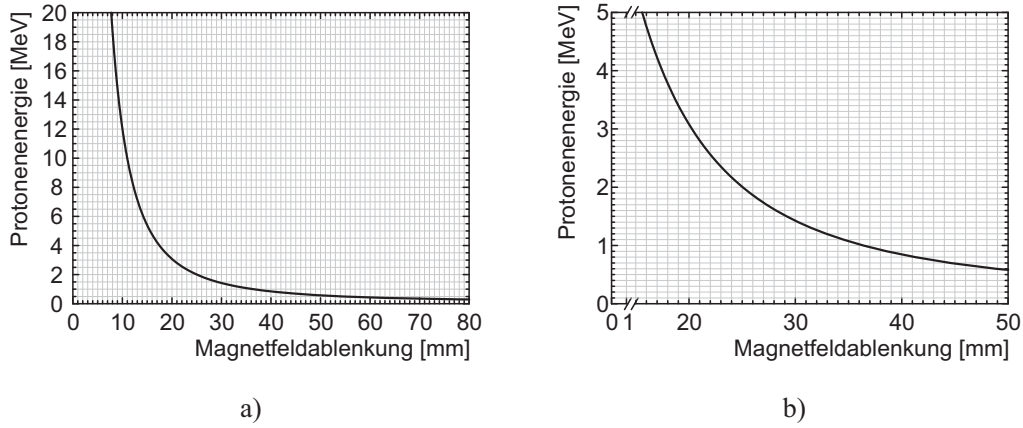


Abbildung 4.9: Ablenkung der Protonen durch das magnetische Feld.

4.2.3 Auflösungsvermögen

Gleichung 4.19 soll nun, wie oben beschrieben, grafisch gelöst werden. Damit erhält man einen Ausdruck der Form $E_{\text{kin}} = E_{\text{kin}}(x_{\text{mag}})$, mit dem man die Energie der Protonen aus ihrer Magnetfeldablenkung berechnen kann.

Zuerst wird die Darstellung von Gleichung 4.19 invertiert - man erhält $E_{\text{kin}} = E_{\text{kin}}(x_{\text{mag}})$ grafisch. Nach der iterativen Anpassung (Origin 7.0) einer Funktion der Form

$$E_{\text{kin}} = E_{\text{kin}0} + A_1 e^{-\frac{(x-x_0)}{t_1}} + \dots + A_4 e^{-\frac{(x-x_0)}{t_4}} \quad (4.31)$$

im Intervall $0,1 \text{ MeV} \leq E_{\text{kin}} \leq 5,0 \text{ MeV}$ an den Graphen bekommt man nun eine Lösung der Funktion $x_{\text{mag}} = x_{\text{mag}}(E_{\text{kin}})$ in diesem Intervall. Mit Gleichung 4.31 lassen sich nun alle weiteren Rechnungen der Auswertung hin zu den Ionenspektren durchführen.

Die Energieauflösung der Protonenspektren ist durch die Durchmesser d_B der Ereignisse auf dem Detektor, die in Tabelle 4.1 für die verschiedenen Eingangsblenden aufgeführt sind, bestimmt. Man errechnet zu jeder Energie die entsprechenden Energieintervalle korrespondierend zu diesen Durchmessern d_B .

$$\Delta E_{\text{kin}} = E_{\text{kin}}\left(x_{\text{mag}} + \frac{d_b}{2}\right) - E_{\text{kin}}\left(x_{\text{mag}} - \frac{d_b}{2}\right) \quad (4.32)$$

Daraus wird die relative Intervallbreite $\Delta E_{\text{kin}}/E_{\text{kin}}$ gebildet und über der Energie aufgetragen. Da d_B durch die Eingangsblende d_A bestimmt ist, definiert die Eingangsblende auch das Auflösungsvermögen des Spektrometers.

Abbildung 4.10 zeigt das mit Gleichung 4.32 gewonnene Energieauflösungsvermögen

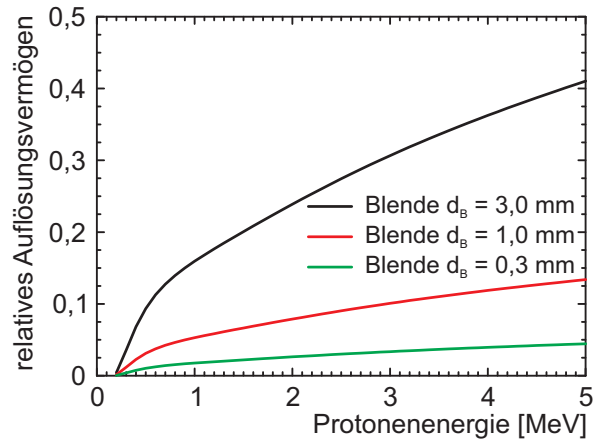


Abbildung 4.10: Energieauflösung des Spektrometers. Das relative Auflösungsvermögen des Spektrometers ist über der Protonenenergie im Intervall $[0,1 \text{ MeV} | 5,0 \text{ MeV}]$ dargestellt.

des Spektrometers für die verschiedene Eingangsblenden. Für die 3 mm Blende werden sehr schnell Werte über 20 % erreicht, die dann von 1 MeV bis 5 MeV gleichmäßig auf über 40 % ansteigen. Für die kleineren Blenden beträgt die Energieauflösung über den gesamten Bereich maximal 10 %.

Die hohen Werte der 3 mm Blende sind nicht negativ zu bewerten, da durch die großen Energieintervalle lediglich eine Verschmierung eventuell stattfindender, peakförmiger Ereignisse auftritt (Abbildung 4.12). Diese Verschmierung macht eine genauere Untersuchung potentieller Erhöhungen im Spektrum mit kleineren Blenden, also größerer Auflösung, notwendig. Die 3 mm Blende hat sich vor allem bei Messungen von Spektren geringer Intensität bewährt.

4.3 Ionendetektion

Die Ionen liegen, nachdem sie durch die Felder propagiert sind, energieaufgelöst also räumlich getrennt vor. Insofern ist eine orts aufgelöste Anzahl- oder Dichtemessung notwendig. Trägt man dann die Anzahl der Ionen pro ausgezähltem Energieintervall über der Energie auf, ergeben sich die Ionenspektren.

4.3.1 CR39 - Kernspurdetektorplastiken

CR39 ist ein leicht handhabbares Detektormaterial, das den Vorteil einer absoluten Messung bietet. Jedes auftreffende Ion erzeugt einen separierten Einschlag und kann

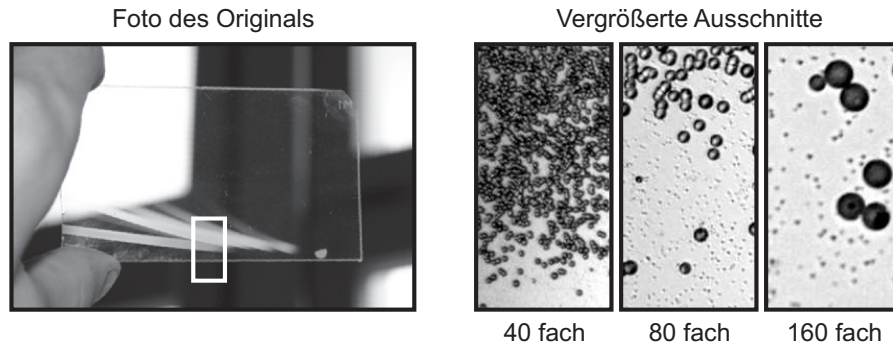


Abbildung 4.11: Plastik Kernspurdetektor mit vergrößertem Protonenspurausschnitt. Die Protoneneinschläge werden erst mit 60 facher Vergrößerung separat sichtbar und zählbar. Die großen Einschläge wurden durch Kohlenstoffionen verursacht.

daher einzeln gezählt werden.

Bei der Belichtung dieser Polymerplatten wird die kinetische Energie der Ionen im Material deponiert. Diese Energieabsorption folgt entlang der Ionenflugbahn einem Bragg-peak (engl.: Scheitel, Spitze). Die Ionen werden zuerst nur langsam im Coulombfeld der im Material vorhandenen Atomkerne gebremst, da sie sich noch sehr schnell bewegen. Mit fortschreitender Abnahme ihrer kinetischen Energie sehen sie sich der Wirkung der Coulombkraft aber immer stärker ausgesetzt und werden dadurch auch immer stärker abgebremst. Dieser Vorgang resultiert in einem Peak der Energiedeponierung in wohl definierter Tiefe, da die Teilchen bis auf die thermische Gleichgewichtsenergie mit der Umgebung abgebremst werden.

Da die Energieabsorption im Material nun räumlich sehr stark begrenzt ist, kommt es an dieser Stelle zur Zerstörung der Bindungsintegrität des Polymers. Durch ein zweistündiges Ätzen in Natriumhydroxidlauge (6 M NaOH, $\vartheta = 85^\circ\text{C}$) werden die zerstörten Polymerbereiche schneller abgetragen als die Intakten [37]. Somit werden die Ioneneinschläge sichtbar. Da diese Krater relativ klein sind, das Licht aber an ihren Rändern gebrochen wird, sind die Einschläge unter einem Mikroskop separiert sichtbar. Die Visualisierung der einzelnen Einschläge sichert hierbei die absolute Messung.

Zählt man nun die Einschläge der Ionen innerhalb einer Spur mit einer bestimmten Intervallbreite und ordnet den Ablenkungen der einzelnen Intervalle die jeweilige Energie zu, erhält man ein Energiespektrum für die entsprechende Ionensorte.

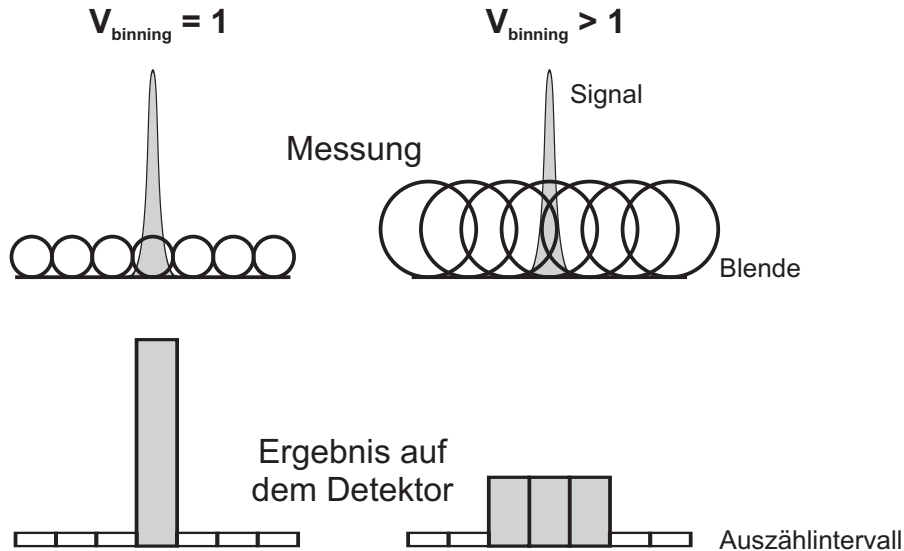


Abbildung 4.12: Verschmierung von Ereignissen beim Binning.

Binning

Da die Auswertung der CR39-Platten mit einem Mikroskop durchgeführt wird, kann man die Spuren weit besser räumlich auflösen, als es in Abbildung 4.10 für die Protonenenergien angegeben ist. Der Durchmesser der Protoneneinschläge nimmt mit zunehmender Energie ab, und beträgt bei $E_{\text{kin}} = 2 \text{ MeV}$ noch $d \approx 5 \mu\text{m}$. In einem Auszählintervall der Länge $l = 100 \mu\text{m}$ befinden sich noch ausreichend viele Teilchen (einige Hundert), um eine statistisch korrekte Auswertung durchzuführen. Da diese Auflösung aber nur einen Bruchteil der durch die Eingangsblende determinierten Energieauflösung darstellt, kommt es zur Aufteilung eines möglichen Ereignisses auf mehrere Intervalle.

In Abbildung 4.12 wird ein Signal in der Größenordnung der Auszählbreite am Detektor mit verschiedenen Blenden vermessen. Die Auszählbreite am Detektor ist dabei in beiden Szenarien gleich. Im Fall der kleinen Blende (Auszählintervall \approx Energieauflösungsvermögen) wird das Ereignis nur in einen Intervall am Detektor abgebildet. Hingegen detektieren im zweiten Fall mehrere Blendenkreise das Signal. Da sie aber einen größeren Bereich als nur das Signal beobachten, aber keine räumlich Auflösung innerhalb einer Blende möglich ist, wird die Information des Signals über die gesamte Blende verschmiert. Es kommt zur Stauchung und Verbreiterung des Signals am Detektor.

Im vorliegenden Fall sind die Auszählintervalle kleiner als die Energieauflösung. Bei der Messung exponentieller Spektren ist dies weniger relevant. Beobachtet man allerdings

peakförmige Signale, so ist in jedem Fall das Verhältnis

$$V_{\text{Binning}} = \frac{A_{\text{Energie}}}{A_{\text{Intervall}}} \quad (4.33)$$

aus Energieauflösungsvermögen A_{Energie} und Auszählbreite $A_{\text{Intervall}}$ zu prüfen. Somit muss dem Auswerteverfahren für $V_{\text{Binning}} > 1$ mehr Beachtung geschenkt werden, da sich hinter den Beobachtungen noch weitere Informationen verstecken können. Im konkreten Fall können die realen Signale schärfer und höher als die Beobachteten sein.

4.3.2 Das MCP - Microchannel Plate

Mikrokanalplatten sind räumlich auflösende Sekundärelektronenvervielfacher und damit Bildgebungssysteme für kleine Ströme energetischer Teilchen. Die Mikrokanäle von $d_{\text{Kanal}} = 10 \mu\text{m}$ Durchmesser sind in 0,46 mm dickem Bleiglas in einer Hexagonalstruktur mit einem Mittenabstand der Kanäle von $d_{\text{Mitte}} \approx 12 \mu\text{m}$ angeordnet. Ihre Innenseite ist mit einer Halbleiterschicht überzogen, die Vorder- und Rückseite der Platte ist mit einer leitenden Schicht bedampft, um die Beschleunigungsspannung von $U_{\text{MCP}} = 1 \text{ kV}$ anzulegen.

Ein Ion, das auf die Platte zu fliegt, trifft auf die Kanalwand und schlägt dort Elektronen aus (Abbildung 4.13). Diese treten senkrecht zur Oberfläche aus und werden durch die angelegte Spannung zur Rückseite der Platte hin beschleunigt. Vor dem Erreichen des Kanalendes treffen die sekundären Elektronen noch mehrmals auf die Kanalwand. Damit wird eine Verstärkung von mehreren 10^4 erreicht.

Um das Auftreffen der Ionen auf die Kanalwand zu garantieren, werden die Kanäle unter einem Winkel (hier: $\alpha = 8^\circ$) zur Oberflächennormalen der Platte eingebracht. Diese Anordnung der Kanäle in der Mikrokanalplatte trägt den Namen Chevron-Platte.

Durch das Hintereinanderordnen zweier Chevron-Platten wird der Verstärkungsfaktor nahezu quadriert. Dabei verschlechtert sich das räumliche Auflösungsvermögen, da die Elektronen auf ihrem Weg von der Ersten zur zweiten Platte auf Grund ihrer Coulombabstoßung auseinander driften. Das Auflösungsvermögen des MCP beträgt dann noch $150 \mu\text{m}$.

Die vervielfachten Elektronen werden hiernach auf einen Phosphorschirm mit kurzer Abklingzeit beschleunigt. Dafür sorgt eine Beschleunigungsspannung von $U_{\text{Phosphor}} = 3 \text{ kV}$. Die entstehenden Photonen werden über eine Glasfaseroptik aus dem Vakuum heraus geleitet, und über eine kalibrierte Abbildung mit einer CCD-Kamera aufgezeichnet.

Um die Güte des Auflösungsvermögens von $150 \mu\text{m}$ zu beurteilen, muss dieser Wert

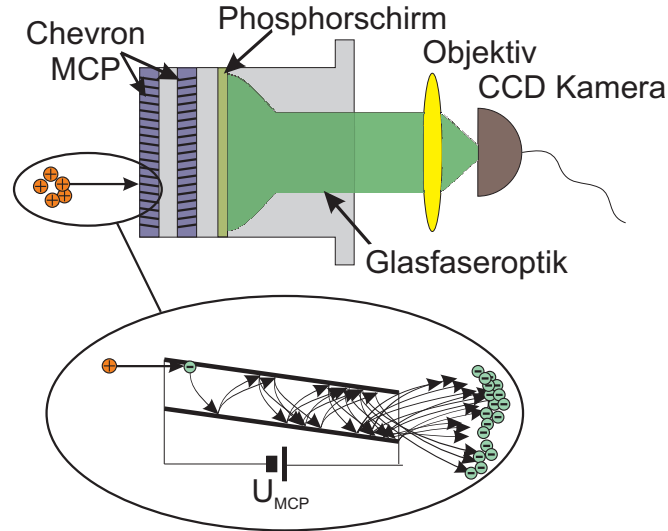


Abbildung 4.13: Schema des MCP-Bildgebungssystems. Der vergrößerte Ausschnitt zeigt die Generierung der Sekundärelektronen im Kanal.

nach Kapitel 4.1.2 mit dem Durchmesser eines Ereignisses auf dem Detektor verglichen werden. Für die kleinste verwendete Blende ergibt sich $d_B = 360 \mu\text{m}$, was noch immer mehr als das Doppelte der MCP-Auflösung darstellt. Damit ist die Energieauflösung der vermessenen Spektren in jedem Fall nicht durch die Detektoren sondern durch die Blende bestimmt.

Einen Wert begrenzt das MCP allerdings doch: Der Durchmesser der Mikrokanalplatten beträgt $d_{\text{MCP}} = 44,45 \text{ mm}$ und schränkt damit die Breite des messbaren Energieintervalls ein. Bei gleichzeitiger Aufnahme von Nullpunkt und Ionenspur ist aus Abbildung 4.9 eine minimal messbare Protonenenergie von $E_{\text{kin}} = (0,85 \pm 0,05) \text{ MeV}$ ablesbar.

Die Auswertung der von der CCD Kamera aufgenommenen Bilder (Abbildung 4.14) folgt genau der Prozedur des CR39-Auszählens. Den Ausgangspunkt stellen die aufgenommenen 8-bit Bilder dar. Da die einzelnen Einschläge nicht separiert vorliegen, ist das manuelle Auszählen in diesem Fall nicht möglich. Es kann lediglich eine softwaregestützte Intensitätsauswertung durchgeführt werden.

Hierfür muss noch der Abbildungsmaßstab eines Pixels auf der Kamera bestimmt werden. Mit der Verkleinerung der Glasfaseroptik von 4 : 1 und der Kalibrierung der Abbildung des Faserendes auf den Chip der CCD Kamera ergibt sich ein Abbildungsmaßstab $(91,6 \pm 0,4) \mu\text{m}/\text{Pixel}$. Die Position des Nullpunktes entspricht der Mitte des Neutralteilchenflecks, welche bei einer Aufnahme geringerer Intensität bestimmt wird. Daraus lässt sich nun die Ablenkung der detektierten Ionen bestimmen.

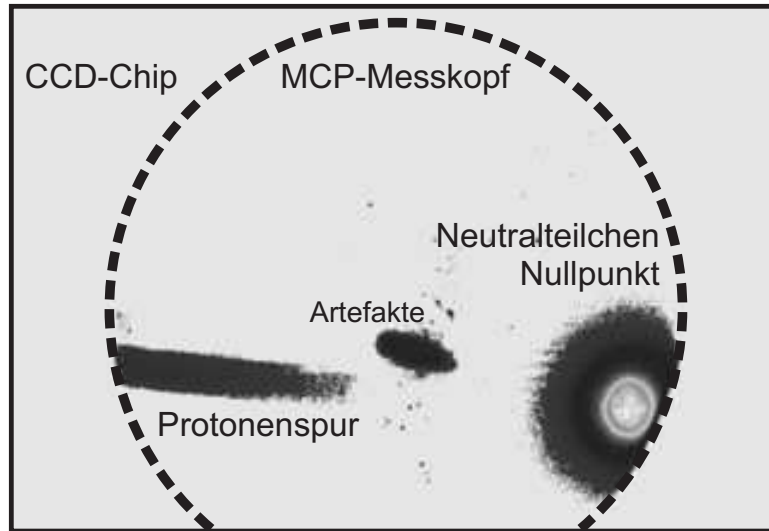


Abbildung 4.14: MCP-Aufnahme eines Protonenspektrums. Der MCP-Messkopf (gestrichelter Kreis) wird auf die CCD-Kamera (gesamtes Rechteck) abgebildet.

4.4 Ionenspektren

Die Ionenspektren erhält man durch das Auftragen der Zahl der Ionen über ihrer Energie im ausgezählten Intervall. Dieses Intervall wird durch die Auszählbreite am Detektor determiniert. Ein festes räumliches Intervall bewirkt allerdings ein veränderliches Energieintervall, das mit zunehmender Energie größer wird. Die Darstellung der Intensität über veränderlichen Energieintervallen wäre zudem wenig aussagekräftig und insbesondere nicht intuitiv.

Um für alle Energien das gleiche Energieintervall nutzen zu können, muss es ausreichend groß gewählt werden. Dafür errechnet man das Energieintervall zu einer moderaten Auszählbreite von $100\,\mu\text{m}$ bei der maximalen Energie. Um einen Puffer zu gewährleisten, nehmen wir $E_{\text{kin max}} = 4\,\text{MeV}$ an. Hier beträgt das Energieintervall $\Delta E_{\text{kin}} = 38\,\text{keV}$. Ein Wert von $\Delta E_{\text{kin}} = 50\,\text{keV}$ deckt also alle Auszählbreiten bis $E_{\text{kin}} \approx 4\,\text{MeV}$ ab.

Da es in der Praxis nicht zuträglich ist, an jeder Stelle der Ablenkung eine $50\,\text{keV}$ entsprechende Auszählbreite zu wählen, werden, trotz dem oben Gesagten, Intervalle fester Breite gezählt. Anschließend werden diese entsprechend ihrer Energiebreite auf die bereits festgelegten $50\,\text{keV}$ -Intervalle skaliert.

Somit erhält man nach einigen Stunden des Zählens und Normierens ein fertiges, absolutes Protonenspektrum, sofern CR39 als Detektormaterial verwendet wurde. Mittels MCP erfolgt die gleiche Auswertung softwaregestützt binnen Sekunden. Allerdings er-

hält man vorerst lediglich ein relatives Spektrum, da nur die Ereignisse der Kamera aufgetragen werden. Um aus den MCP-Messungen absolute Spektren zu erhalten, ist es notwendig, das MCP sorgfältig gegen reale Protonenzahlen zu kalibrieren.

4.4.1 Kalibrierung des MCP

Es bestehen zwei prinzipielle Möglichkeiten dies zu bewerkstelligen. Einerseits kann man eine definierte (bereits absolut kalibrierte) Ionenquelle nutzen und jedem gemessenen Wert die entsprechende Intensität der Quelle zuordnen, das heißt eine bestimmte Menge Ionen definierter Energie wird auf den Detektor geschickt, und die Ausgabe des Detektors wird mit den Werten der einfallenden Ionen abgeglichen. Somit ergibt sich eine Effizienzkurve für die einzelnen Ionenenergien. Hierfür benötigt man allerdings einen durchstimmbaren Beschleuniger. Ein derartiges Gerät ist am IOQ-Jena nicht vorhanden, und man ist auf Kooperationen mit anderen Einrichtungen angewiesen. Derzeit wird eine Messung an der Beschleunigeranlage der Physikalisch-Technische Bundesanstalt in Braunschweig für Januar 2006 vorbereitet.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde eine vergleichenden Kalibrierung durchgeführt. Dafür boten sich die Messungen mit CR39 an. Da hier absolute Intensitäten gemessen werden, kann man durch die unmittelbare Messung mit CR39 und MCP und eine Mittelung über mehrere dieser Messungen einen Vergleich ermöglichen. Man arrangiert die Experimente hierfür so, dass zuerst einige MCP-Bilder der beschleunigten Ionen aufgenommen werden, anschließend das CR39 belichtet wird und schließlich nochmals einige MCP-Aufnahmen gemacht werden. Auf diese Weise werden einerseits gleiche Versuchsbedingungen gewährleistet, andererseits wird die Aussagekraft der Messungen durch statistische Methoden bestärkt.

Zur Kalibrierung werden die Protonenspektren verwendet. In Abbildung 4.15 a) bis c) sind die entsprechenden Spektren aufgetragen. Dafür wurden jeweils unmittelbar hintereinander aufgenommene Spektren mit CR39 und MCP ausgezählt. Die MCP-Messung stellt in der Intensität nur einen relativen Wert dar. Im Gegensatz dazu sind die Werte an der Intensitätsachse für die CR39-Messung bereits absolut. Somit kann man die MCP-Messung gegen die CR39-Messung kalibrieren.

Dazu wurde der lineare Abschnitt einer jeden Kurve im halblogarithmischen Diagramm mit einer Geradengleichung angepasst. Diese wurden dann im relevanten Bereich - der Intervall der Anpassung - durcheinander geteilt. Der Quotient aus CR39- und MCP-Messung ist in Abbildung 4.15 d) aufgetragen.

Man erkennt bei allen drei Kurven einen Anstieg des Faktors $F_{\text{MCP}}(E)$ mit dem die

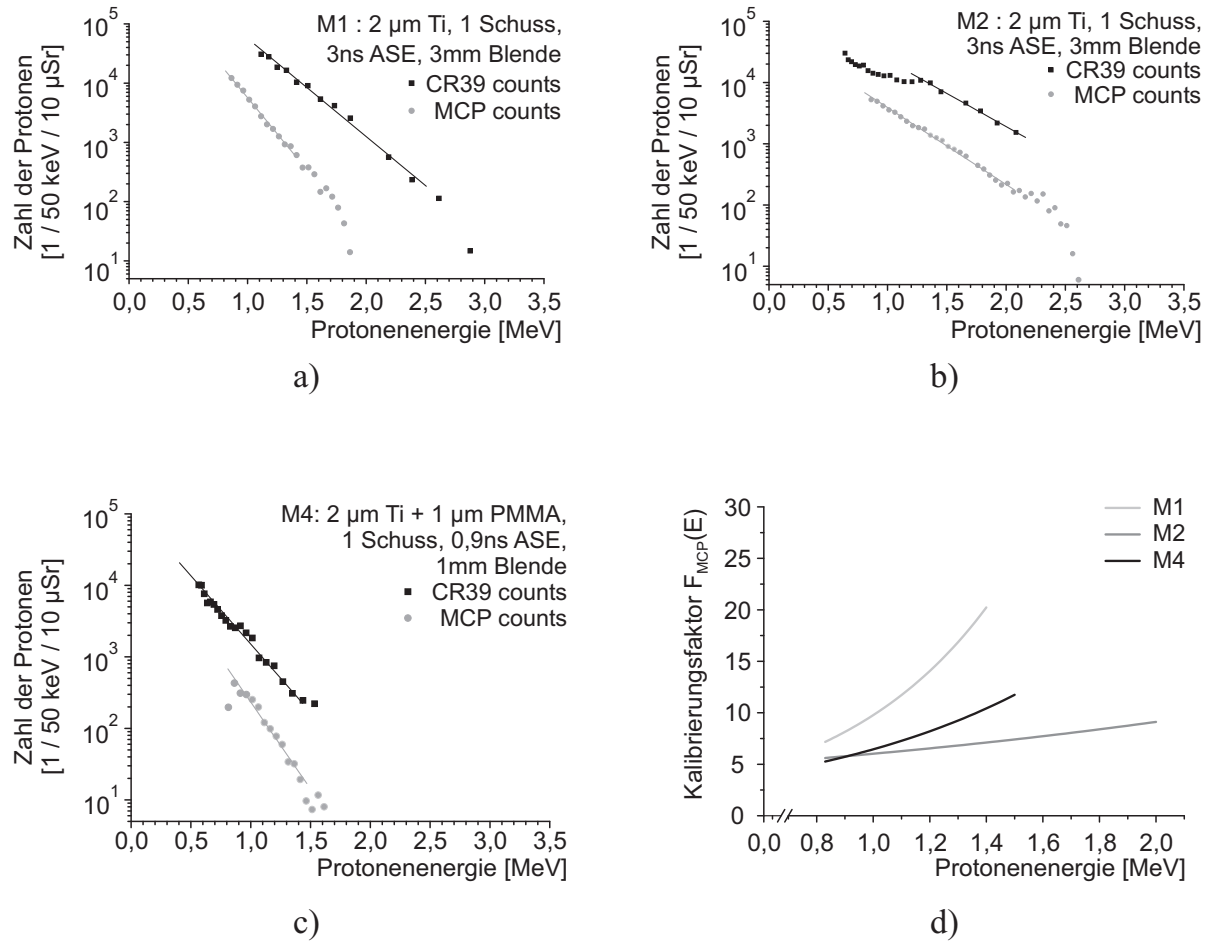


Abbildung 4.15: Kalibrierung des MCP. a) - c) zeigen Protonenspektren von unmittelbaren CR39 und MCP Messungen. In d) ist der Faktor MCP gegen CR39 aufgetragen.

MCP-Messung korrigiert werden muss. Die Effizienz der Sekundärelektronenproduktion verringert sich bei steigender Protonenenergie, da die Energiedeponierung der kinetischen Energie der Protonen tiefer im Material erfolgt. Weniger Energie wird an der Oberfläche des Materials für das Elektronenausschlagen zur Verfügung gestellt. Damit ist der Anstieg der Faktoren für steigende Energie sinnvoll.

Eine einfache Kalibrierung wird jedoch durch diesen Umstand verhindert. Aus den vorhandenen Kurven kann zwar keine einheitliche Effizienzkurve des MCP abgelesen werden, die Effizienz kann jedoch nach unten abgeschätzt werden. Da alle drei Kurven in 4.15 d) im Bereich von $F_{\text{MCP}} = (6 \pm 1)$ beginnen, kann dieser Wert als minimaler Kalibrierungsfaktor angenommen werden. Das bedeutet, dass im Durchschnitt mindestens sechs Protonen zur Erzeugung eines Ereignisses auf dem CCD-Chip der Kamera notwendig sind.

Zusätzlich wird bei dieser vergleichenden Kalibrierung Effekten ultrakurzer Impulse Rechnung getragen. Die Ionenströme, welche das MCP erreichen, betragen bei einem typischen Experiment einige Mikroampere. Dieser Wert folgt aus der Flugzeitdifferenz der Ionen (einige 10 ns) bei einer bekannten Energieverteilung (10^5 im Intervall $[0,8 \text{ MeV} | 3,0 \text{ MeV}]$, Abbildung 4.15 b). Verglichen mit der Herstellerangabe von einigen Nanoampere ist der vorliegende Ionenstrom um bis zu 3 Größenordnungen stärker. Daraus erwächst die Annahme, dass die Sekundärelektronenproduktion in den einzelnen Kanälen über weite Teile gesättigt abläuft. Ein ungesättigt kalibriertes MCP würde bei der Verwendung im gesättigten Regime zu geringe Protonenzahlen anzeigen. Da das hier Verwendete aber gegen eine absolute Messung kalibriert wurde, können die Auswirkungen solcher Sättigungseffekte ausgeschlossen werden.

Mit Hilfe des ermittelten Faktors lassen sich nun alle mit dem MCP aufgenommenen Spektren auf absolute Intensitätswerte - reale Protonenzahlen - skalieren.

Fehlerabschätzung

An der Energieachse der Spektren wird die Energieauflösung des Spektrometers entsprechend der verwendeten Blende widergespiegelt. Damit ergeben sich die Fehlerbalken der Messwerte aus dem Graphen in Abbildung 4.10. Die Anzahl der Protonen ist bis auf die Genauigkeit des Faktors F_{MCP} bestimmt und beträgt damit 17%.

In Abbildung 4.16 sind die Fehlerbalken exemplarisch für alle weiterhin gezeigten Spektren eingetragen.

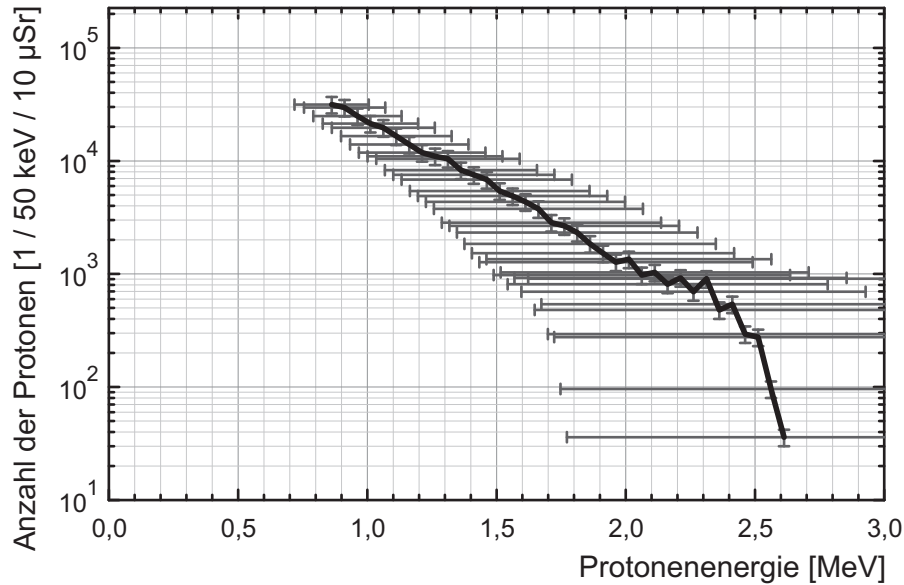


Abbildung 4.16: Protonenspektrum aus MCP-Messung. Das Spektrum aus 4.15 d) wurde mit dem ermittelten Kalibrierungsfaktor skaliert und mit der Ungenauigkeiten der Protonenzahl sowie dem Energieauflösung bei Verwendung der 3 mm Blende (Abbildung 4.10) versehen.

Zusammenfassung

Dem Experimentator steht jetzt ein Ionenspektrometer zur Verfügung, mit dem eine Echtzeitmessung von Ionenspektren möglich ist. Protonenspektren können im Intervall $[0,8 \text{ MeV} | 20,0 \text{ MeV}]$ aufgenommen werden; im Intervall $[0,8 \text{ MeV} | 5,0 \text{ MeV}]$ ist eine hoch aufgelöste Messung möglich. Das Auflösungsvermögen kann auf bis zu 5% maximiert werden (siehe Abbildung 4.10). Dies sind in Anbetracht der hohen Anforderungen an eine Echtzeit-Messung sehr gute Voraussetzungen, um Ionenspektroskopie zu betreiben.

Der Messbereich des Spektrometers ist durch einen kleinen Umbau am Spektrometer zu höheren Energien erweiterbar. Hierbei wird die Strecke l_2 (Abbildung 4.6) auf Kosten von l_A (Abbildung 4.3) verlängert. Mit dieser Maßnahme ist das Spektrometer für einen Messbereich von $[1,5 \text{ MeV} | 9,0 \text{ MeV}]$ hochauflösend einsetzbar, kann aber den Bereich $[0,8 \text{ MeV} | 1,5 \text{ MeV}]$ nicht mehr observieren.

Da die Protonenenergien in den Experimenten keine Werte größer $E_{\text{kin}} = 5 \text{ MeV}$ erreichten, war ein Umbau des Spektrometers nicht notwendig. Im Zuge einer ständigen Verbesserung der Laserparameter kann es aber notwendig werden, von dieser Option Gebrauch zu machen.

5 Ionenspektren in Abhängigkeit verschiedener Parameter

An der Laser-Plasma-Beschleunigung sind im Wesentlichen drei Komponenten beteiligt: der Laserimpuls und die Metallfolie zur Elektronenbeschleunigung und die Protonenschicht zur Ionenbeschleunigung. Variiert man systematisch die Eigenschaften der einzelnen Komponenten, werden die Abhängigkeiten von den entsprechenden Parametern in den Ionenspektren sichtbar.

Während der gesamten Auswertung kommt keine Skalierung auf größere als die beobachteten Raumwinkel oder größere als die ausgezählten Energieintervalle zum Tragen. Die Anzahl der Ionen wird immer pro ausgezähltem Energieintervall und pro observiertem Raumwinkel angegeben und trägt somit den zu Grunde liegenden experimentellen Bedingungen Rechnung. Für die Messungen mit dem MCP bedeutet dies 0,05 MeV und 10 oder 1 μ Sr je nach verwendeter Blende. CR39-Messungen wurden nur anfänglich, als das MCP noch nicht zur Verfügung stand, durchgeführt und mit 0,1 MeV und 0,1 μ Sr ausgewertet.

5.1 Einfluss der Metallfolie

Der Einfluss der Metallfolie auf die heißen Elektronen kommt durch verschiedene Faktoren zum Tragen. Dazu zählen vor allem die Metallart und die Dicke der Folie.

Die Elektronen werden an der Vorderseite in einem Vorplasma in die Folie hinein beschleunigt. Sie propagieren durch die Folie, werden beim Verlassen durch das entstehende Coulomb-Potential gefangen und bauen das beschleunigende, elektrische Feld auf. Die Menge der Elektronen, welche die Rückseite der Targetfolie erreichen, hängt von der Anzahl die beschleunigt wird und der Zahl jener, die ungehindert durch die Folie propagieren können, ab. Dabei steigt die Anzahl der beschleunigten Elektronen mit der Ordnungszahl Z des Targetmaterials. Gleichzeitig sorgt die dichtere Materie bei höherer Ordnungszahl für ein stärkeres Streuen der Elektronen, was Anzahl und Temperatur der

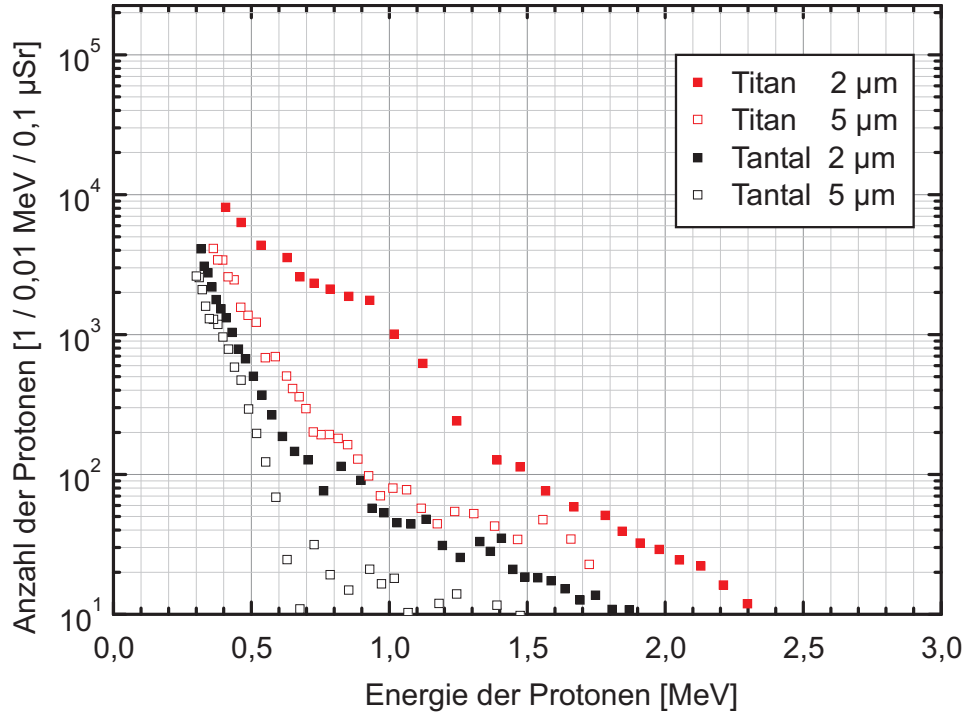


Abbildung 5.1: Protonenspektren verschiedener Targetmaterialien.

Elektronen verringert.

In Abbildung 5.1 sind die Protonenspektren für die zwei verwendeten Targetmaterialien Titan ($_{22}\text{Ti}$) und Tantal ($_{73}\text{Ta}$) dargestellt. Die Abhängigkeit von der Ordnungszahl ist deutlich zu erkennen. So liegen die Spektren der “Tantal-beschleunigten” Ionen bei gleicher Dicke deutlich unter den “Titan-Beschleunigten”. Auch die maximale Protonenenergie ist bei der Verwendung von Tantal signifikant kleiner.

Betrachtet man eines dieser Protonenspektren genauer, ist folgendes zu beobachten: Die Anzahl der Protonen nimmt in der halblogarithmischen Darstellung mit zunehmender Energie linear ab. Dieser Abfall entspricht in linearer Darstellung einem Exponentiellen $\sim \exp(-E_{\text{kin}}/k_{\text{B}}T_{\text{hot}})$. Jedem Protonenspektrum lässt sich auch hier wieder eine “Protonentemperatur” $T_{\text{Prot}} = k_{\text{B}}T_{\text{hot}}$ zuordnen. Für das höchste Spektrum (2 μm Dicke Titanfolie) beträgt die Temperatur $T_{\text{Prot}} = (280 \pm 10) \text{ keV}$ und die Maximalenergie $E_{\text{max}} = (2,3 \pm 0,1) \text{ MeV}$. Die Beobachtung exponentieller Protonenspektren mit derartigen Energien ist mit anderen experimentellen Arbeiten zur Laser-Plasma-Beschleunigung konsistent [4, 5, 19].

Einen der Ordnungszahl ähnlichen Einfluss hat die Dicke der verwendeten Metallfolien auf die Protonenspektren. Beim Durchdringen von Folien zunehmender Dicke werden

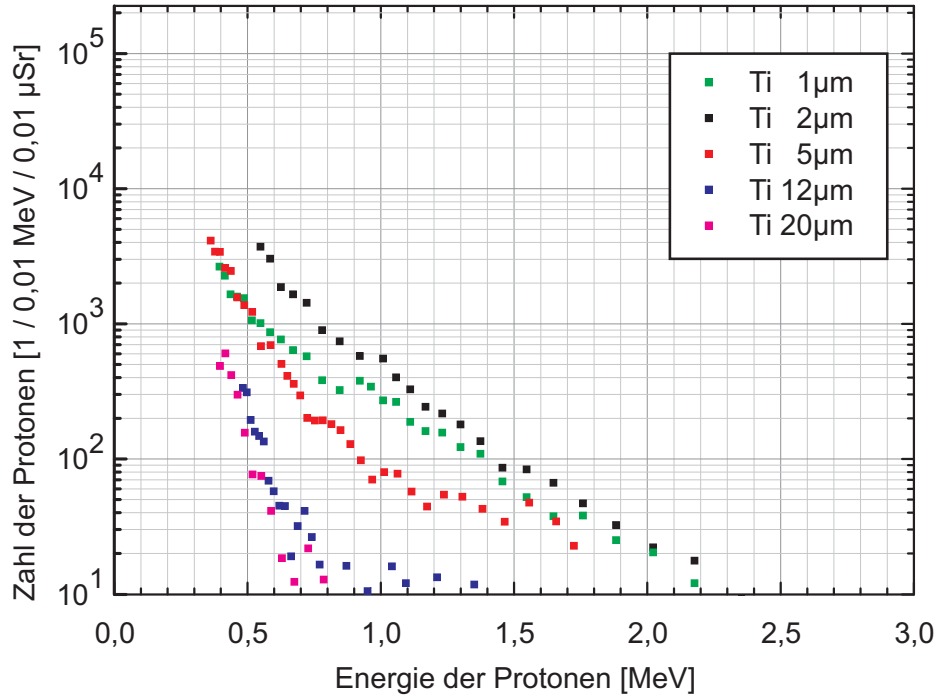


Abbildung 5.2: Protonenspektren verschiedener Titanfoliendicken.

Anzahl und Temperatur der Elektronen geringer. Dieser Effekt überträgt sich nun wiederum auf die Protonenspektren und sorgt für eine geringere und niederenergetischere Ausbeute.

Um den beschleunigten Elektronen auf der Rückseite des Targets eine feste Oberfläche zum Aufbau des elektrischen Feldes zur Verfügung zu stellen, muss die Folie eine Mindestdicke aufweisen. Wird dieser Mindestwert nicht bereitgestellt, so erreicht das sich ausbreitende Vorplasma die Rückseite der Targetfolie noch bevor die beschleunigten Elektronen eintreffen, und zerstört die Integrität der rückseitigen Ionenschicht. Es existiert also eine optimale Targetdicke [38], welche einen Kompromiss aus dem Abbremsen der Elektronen und der Ausbreitung des Vorplasmas darstellt. Dieser ist zusätzlich vom jeweiligen Targetmaterial sowie vom Laserimpuls abhängig.

Die Spektren einer Messreihe mit Titanfolien verschiedener Dicke sind in Abbildung 5.2 dargestellt. Mit fallender Dicke steigt die Temperatur der Protonenspektren. Nur beim Übergang von $2\,\mu\text{m}$ zu $1\,\mu\text{m}$ wird das Spektrum wieder niederenergetischer. Den gleichen Verlauf erhält man aus Abbildung 5.3 für die Maximalenergien der Protonenspektren. Damit ergibt sich die optimale Dicke d_{opt} für Titan als Targetmaterial zu

$$d_{\text{opt}} = 2\,\mu\text{m} , \quad (5.1)$$

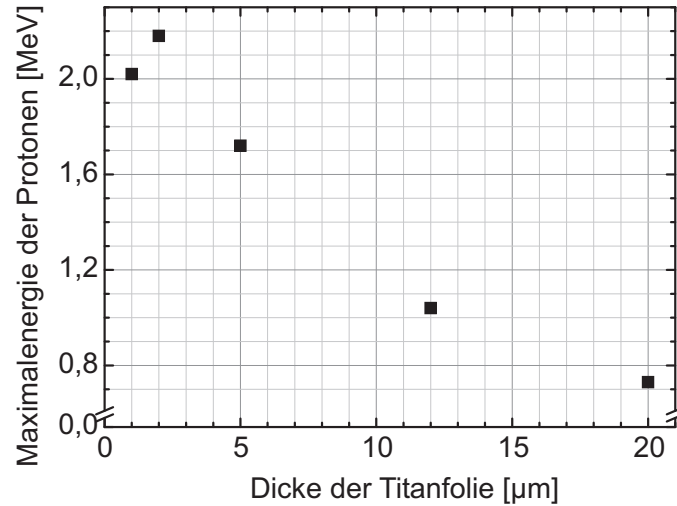


Abbildung 5.3: Maximalenergien der Protonenspektren verschiedener Titanfoliendicken. Die Werte hierfür wurden aus den Spektren in Abbildung 5.2 abgelesen. Die Maximalenergie wird erst ab 15 Protonen bestimmt.

Ein Umstand wurde in der bisherigen Betrachtung außer Acht gelassen. Die Anzahl der beschleunigten Elektronen steigt ebenfalls mit der Ordnungszahl und sollte entsprechend den theoretischen Vorhersagen Esirkepovs *et al.* und Bulanovs *et al.* einen positiven Einfluss auf die Protonenbeschleunigung nehmen [12, 13]. Die vorliegenden Ergebnisse widersprechen dieser Annahme im Fall konstanter Dicke. Ein Vergleich wäre aber nur vollständig, wenn man die optimale Dicke der zu vergleichenden Materialien zuvor bestimmt und mit in Betracht zieht. Experimente mit Tantalfolien einer geringeren Dicke als $2\ \mu\text{m}$ waren leider nicht möglich, da zum Einen die mechanischen Eigenschaften dieses Materials ein Spannen der dünneren Folien im verwendeten Haltersystem unmöglich war und zum Zweiten diese Folien bei den einschlägigen Händlern nicht angeboten werden.

An dieser Stelle ergibt sich eine erste zukünftige Option für das weitere Vorgehen. Neue Targethalterungs- und Spannsysteme müssen gefunden werden, um die Foliendicke bei steigender Ordnungszahl weiter verringern zu können.

Für die folgenden Experimente wurden ausschließlich Titanfolien mit 2 und $5\ \mu\text{m}$ Dicke verwandt, da diese auch mit Blick auf die Abbildungen 5.1 und 5.2 die besten Protonenausbeuten liefern. Typischerweise erhält man kontinuierliche Spektren mit einer Temperatur um $300\ \text{keV}$ und einer Maximalenergie um $3\ \text{MeV}$.

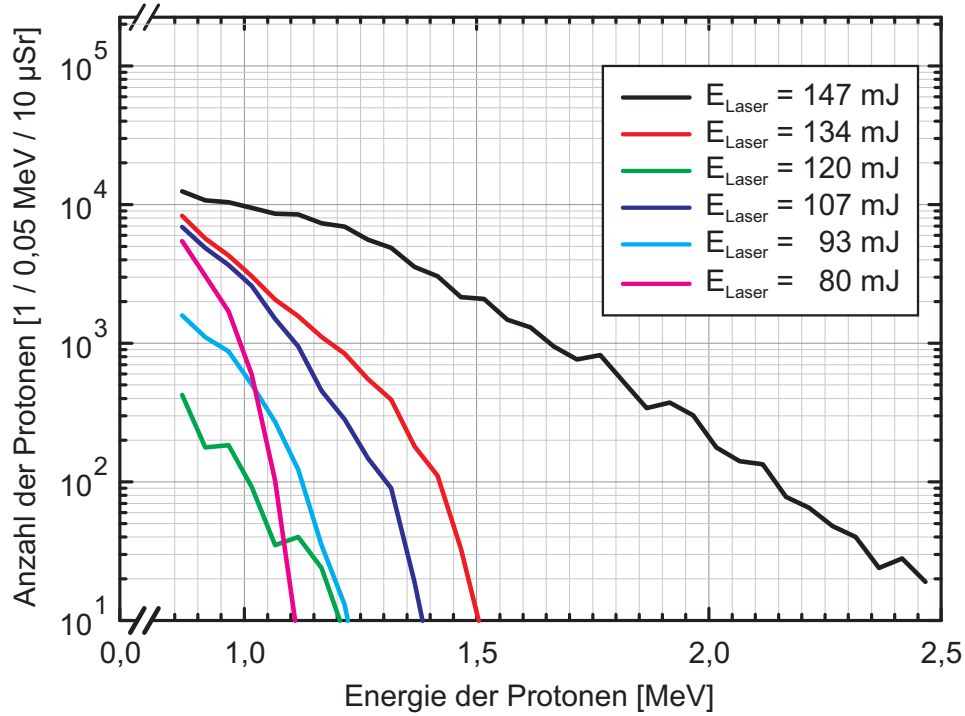


Abbildung 5.4: Protonenspektren bei verschiedenen Laserintensitäten. Die angegebene Energie entspricht dem Energieanteil innerhalb der $5,5 \mu\text{m}^2$ großen Halbwertsfläche des Fokus. Hierbei kam eine $2 \mu\text{m}$ dicke Titanfolie zum Einsatz.

5.2 Einfluss des Laserimpulses

Eine Variation der Laserintensität kann an verschiedenen Stellen ermöglicht werden. Man kann aktiv die Eigenschaften des Laserimpulses verändern, oder die Fokusfläche durch ein Verschieben der Targetfolie relativ zum Fokus vergrößern. Zusätzlich kann die Dauer der ASE durch eine sehr schnelle Pockelszelle variiert werden.

5.2.1 Energie und ASE

Verringert man die Intensität im Laserfokus, so werden die Elektronen ebenfalls nur auf geringere Energien beschleunigt (Abschnitt 2.2). Damit wird an der Rückseite des Targetmaterials ein kleineres, quasi-statisches elektrisches Feld aufgebaut, und die Protonen werden zu weniger großen Energien hin beschleunigt. In Abbildung 5.4 ist diese Abhängigkeit der Protonenspektren von der einfallenden Laserenergie - damit auch der Intensität (Gleichung 2.10) - gezeigt. Mit abnehmender Energie im Laserfokus auf der Targetfolie werden die Protonenspektren niederenergetischer, die Temperatur der Spek-

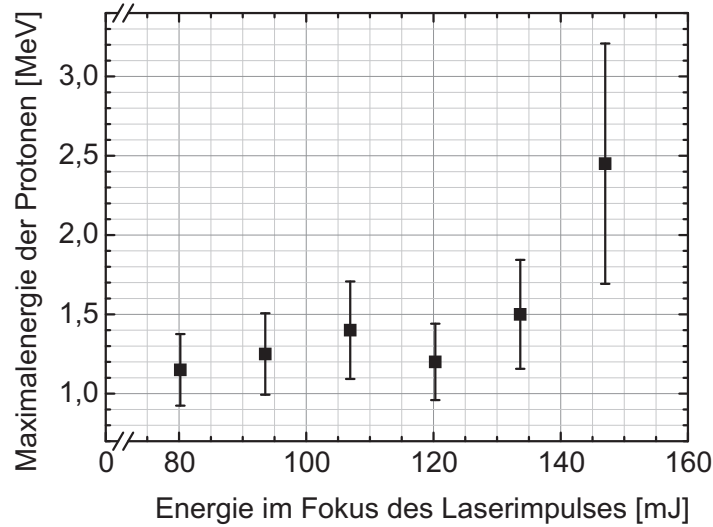


Abbildung 5.5: Maximale Protonenenergie bei verschiedener Laserenergie. Für die in Abbildung 5.4 aufgetragenen Spektren wurden die maximalen Protonenenergien ermittelt und über der zugehörigen Laserenergie aufgetragen. Die eingetragenen Fehler der Protonenenergien entsprechen der Energieauflösung des Spektrometers bei der verwendeten 3 mm Blende (Abbildung 4.16).

tren fällt ebenso wie die Maximalenergie der Protonen.

Trägt man die maximale Protonenenergie über der Laserenergie auf, erhält man das in Abbildung 5.5 dargestellte Verhalten. Mit zunehmender Laserenergie steigt die maximale Energie der Protonen immer stärker an. Betrachtet man den Trend der Messwerte, so ergibt sich eher ein exponentieller Anstieg $E_{\max} \sim \exp(E_{\text{Laser}})$ als ein Anstieg mit der Wurzel aus der Intensität im Laserfokus $E_{\max} \sim I^{1/2} \sim E_{\text{Laser}}^{1/2}$, wie in Kapitel 2.3 beschrieben. Zieht man die Fehlerbalken, welche die Energieauflösung des Spektrometers repräsentieren, mit in Betracht, wird auch der Verlauf der Protonenenergie proportional zur Wurzel der Laserintensität erfüllt.

Eine weitere Option, diesen Prozess zu manipulieren, besteht in der variablen Einstellung der ASE-Dauer mit einer schnellen Pockelszelle (Abbildung 2.1). Dieses hat Auswirkungen auf die Ausbreitung des Vorplasmas, welches vor dem Eintreffen des Hauptimpulses an der Targetvorderseite entsteht und maßgeblich an der Elektronenbeschleunigung beteiligt ist. Das Vorplasma breitet sich auch in das Target hinein aus. Wenn es sich vor dem Eintreffen des Hauptimpulses bis zur Targetrückseite ausgebreitet hat, dann findet die beschleunigte Elektronenwolke keine feste (integere) Grenzschicht, gegenüber welcher sie ein elektrostatisches Feld aufbauen könnte, mehr vor. Es existiert

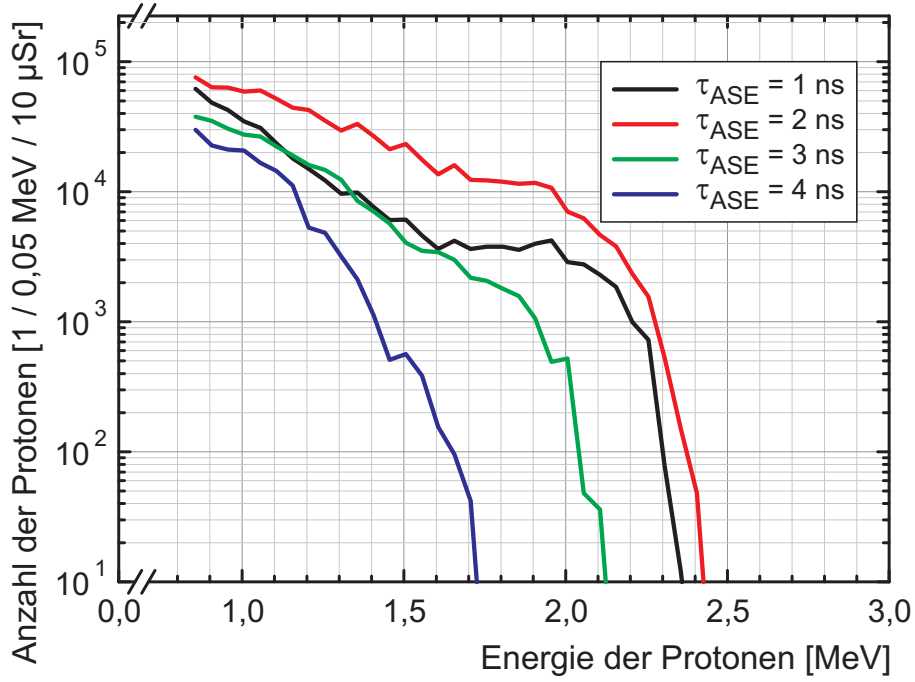


Abbildung 5.6: Einfluss der ASE-Dauer auf die Protonenspektren. Für die Beschleunigung der Protonen wurde eine $2\,\mu\text{m}$ dicke Titanfolie verwendet.

also eine optimale Länge des ASE-Plateaus. Für eine $2\,\mu\text{m}$ dicke Titanfolie ist die Abhängigkeit der Protonenspektren von der ASE-Dauer in Abbildung 5.6 aufgetragen. Mit zunehmender Dauer der ASE nimmt die Intensität und die Maximalenergie der Protonen ab - man beobachtet genau das hier und bei Kaluza *et al.* [38] beschriebene Verhalten.

5.2.2 Fokusfläche

Bisher wurde die Intensität auf dem Target immer durch direkte Manipulationen am Laserimpuls selbst verändert. Eine weitere Möglichkeit, die Intensität zu variieren, ist ein Verschieben des Targets relativ zum Fokus. Die Fläche des bestrahlten Areals auf der Targetfolie nimmt vor ($z < 0$) und hinter ($z > 0$) der Position des Fokus symmetrisch zu - es ist also nur der Betrag des relativen Abstandes von Bedeutung (Abbildung 5.9). Somit vermindert sich nach Gleichung 3.1 die Intensität. Im Gegensatz zur Verringerung der Energie im Laserimpuls selbst, erhält man die geringere Intensität jetzt bei konstanter Energie auf einer vergrößerten Fläche.

Zusammen mit dem MCP ist eine Messung der Protonenspektren an verschiedenen Positionen relativ zum Fokus möglich. Die Spektren, welche sich daraus ergeben, sind in Abbildung 5.7 dargestellt.

Befindet sich die Targetfolie im Fokus (relativer Abstand zwischen Fokus und Folie gleich Null) dann werden die Protonen auf die maximalen Energien von einigen MeV beschleunigt. Vergrößert man den relativen Abstand zum Fokus, sind mehrere Phänomene zu beobachten, welche sich ebenfalls symmetrisch um die Position $z = 0$ einstellen.

Die Maximalenergie der Protonen verringert sich, gleichzeitig steigt ihre Anzahl bei geringerer Energie. Des weiteren “beginnt” die Beschleunigung von Kohlenstoffionen hoher Ionisierungsgrade. Noch weiter außerhalb der Fokusregion verlassen die Protonenspektren den Messbereich des MCP in niederenergetischer Richtung und die Kohlenstoffbeschleunigung verlagert sich auf die geringeren Ladungszustände, bis schlussendlich die Ionenbeschleunigung mangels Intensität zusammenbricht.

Betrachtet man die Spektren der einzelnen Ionensorten in Abbildung 5.8 so ergibt sich für alle ein äquivalentes Verhalten. Das Spektrum einer Spezies hat an einer bestimmten Position ihre maximale Energie erreicht. Bei weiterer Vergrößerung des Abstandes verringert sich die Maximalenergie, wobei gleichzeitig die Zahl der Ionen geringerer Energie ansteigt. Dieser Prozess vollzieht sich, bis das Spektrum den Messbereich des MCP in “niederenergetische Richtung” verlässt. Eine qualitative Erklärung dieses Phänomens kann in mehreren Schritten erbracht werden.

Die Maximalenergie E_{\max} der einzelnen Ionensorten verringert sich bei vergrößertem Abstand z . Eine Vergrößerung des relativen Abstandes zwischen Fokus und Targetfolie sorgt für eine Verringerung der Intensität (Abbildung 5.7 unten), was entsprechend Gleichung 2.7 einer Verringerung der kinetischen Energie der an der Vorderseite produzierten Elektronen gleich kommt. Da die Temperatur T_0 der heißen Elektronen die maximale Energie der Ionen bestimmt, bewirkt eine Verminderung von T_0 gleichzeitig eine geringere Maximalenergie der einzelnen Ionensorten.

Die Gesamtzahl der Ionen einer Spezies steigt mit zunehmendem Abstand z . Das Vergrößern des relativen Abstandes führt nicht nur eine Verringerung der Intensität sondern auch eine Vergrößerung der Halbwertsfläche mit sich. Aus dem Radius

$$r(z) = r_{\text{FWHM}} \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} \quad (5.2)$$

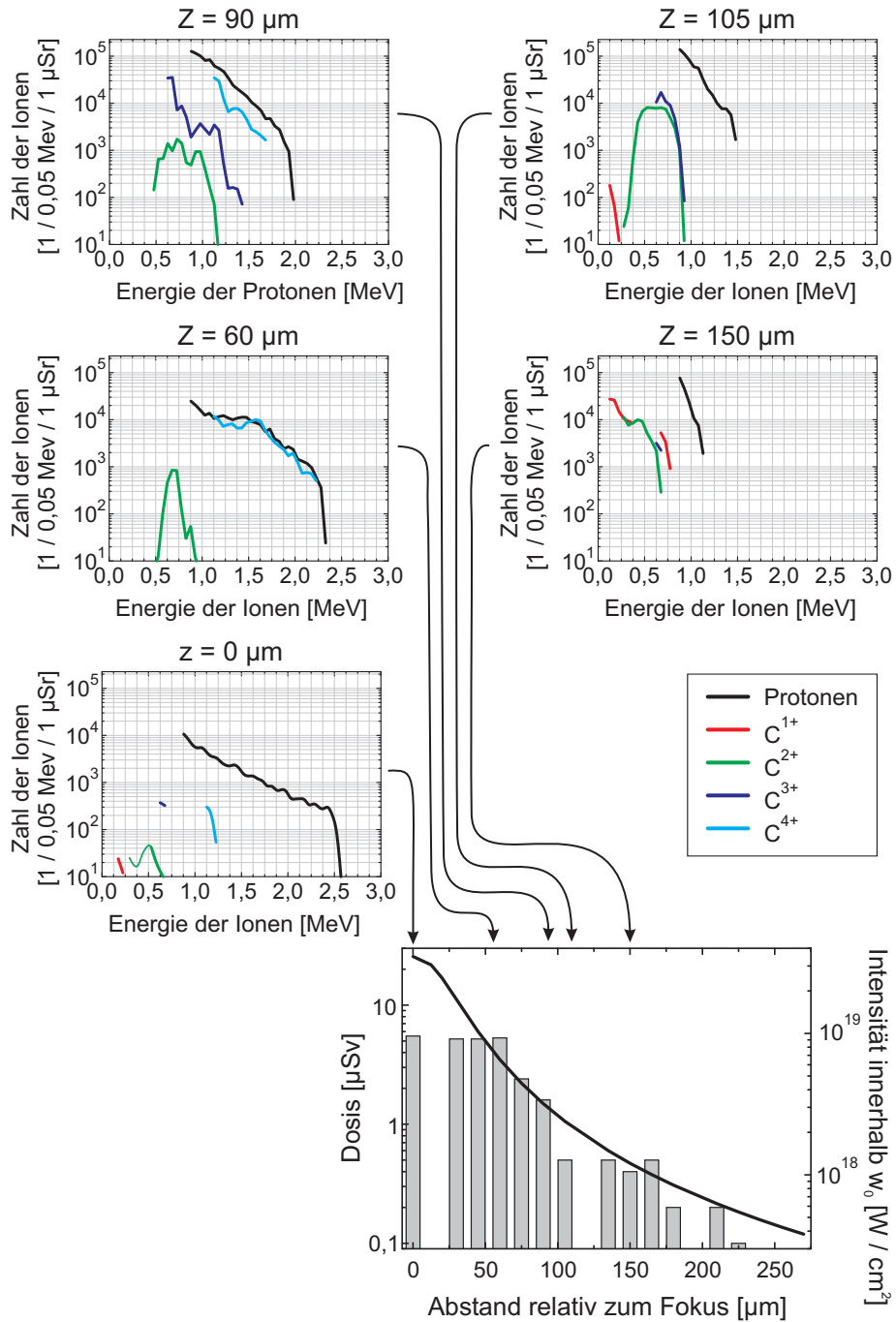


Abbildung 5.7: Ionenspektren an verschiedenen Positionen relativ zum Fokus. Die Kurve im Diagramm unten rechts zeigt den Intensitätsverlauf und ist aus den gemessenen Parametern berechnet. Eine zusätzliche Referenz für die Fokusposition stellt die Dosismessung dar (Balkendiagramm). Im Bereich höchster Intensität ist das Messgerät gesättigt. Für die Messung kam eine $2 \mu\text{m}$ dicke Titanfolie mit zusätzlicher, protonenreicher Schicht von $1 \mu\text{m}$ Dicke (PMMA) zum Einsatz.

5 Ionenspektren in Abhängigkeit verschiedener Parameter

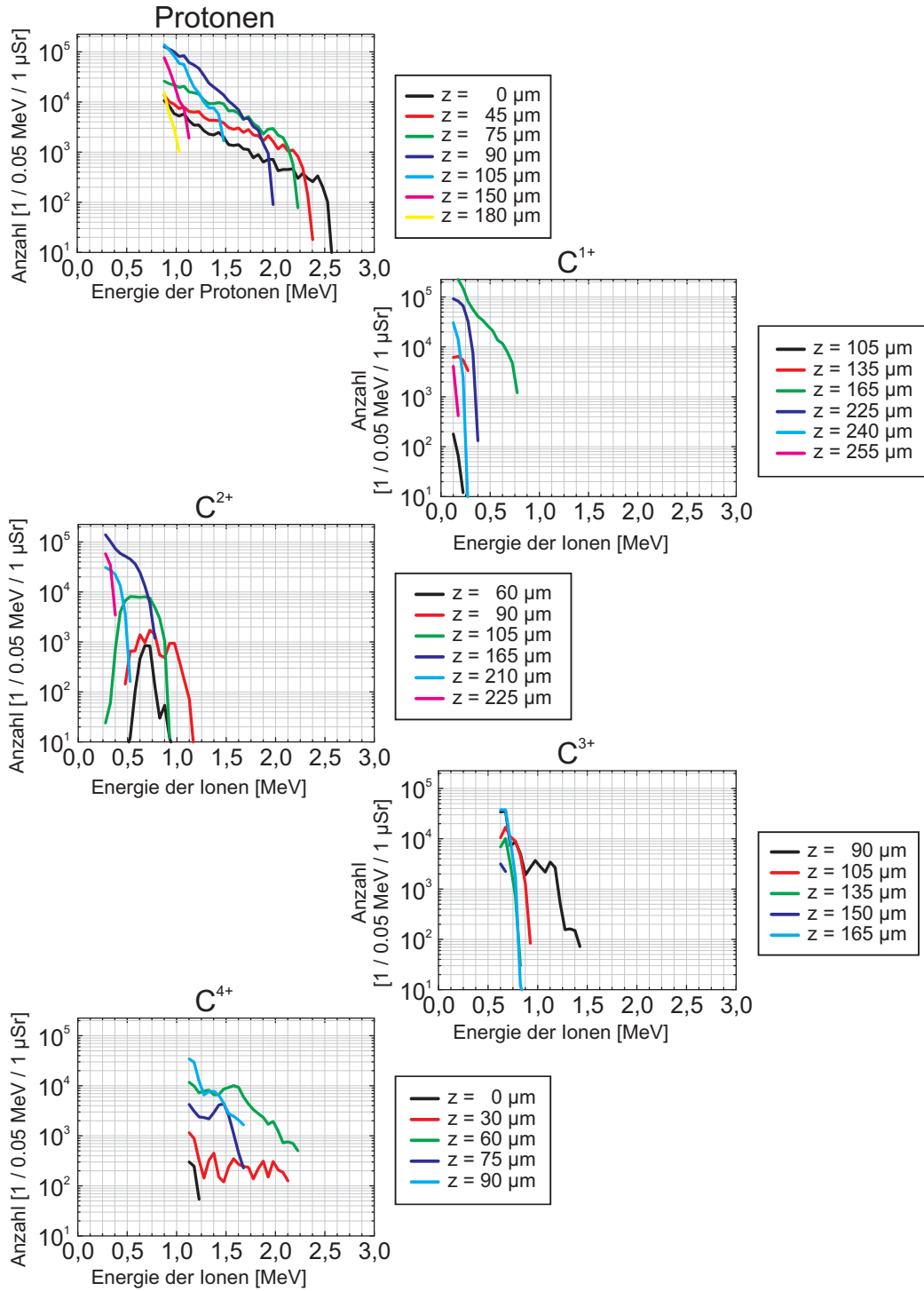


Abbildung 5.8: Spektren einzelner Ionenspezies. Der Verlauf der Spektren bei einer Vergrößerung des relativen Abstandes zwischen Fokus und Folie ist für die einzelnen Ionensorten aufgetragen. Hierfür ebenfalls das $2 \mu\text{m}$ Titan + $1 \mu\text{m}$ PMMA Target verwendet.

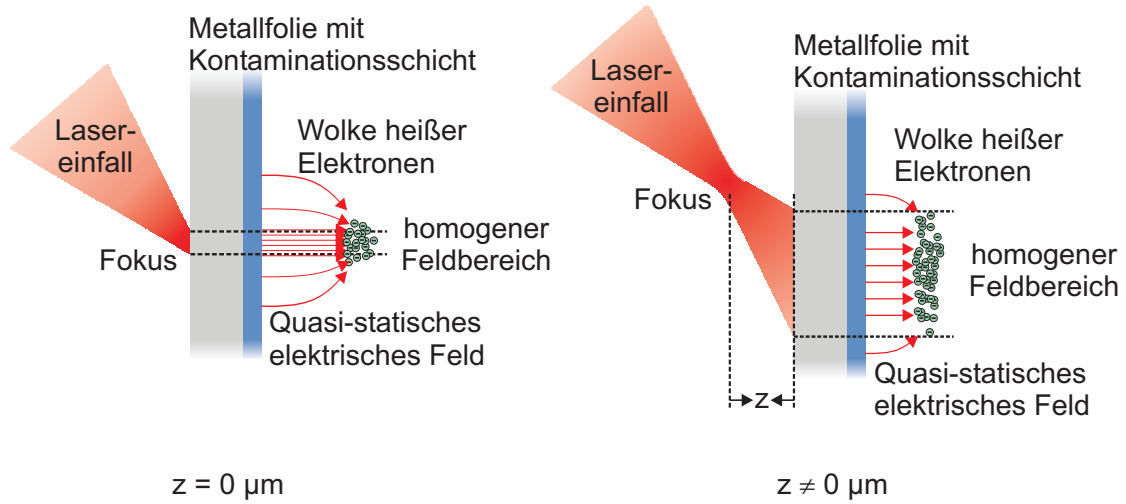


Abbildung 5.9: Veränderung des beschleunigenden elektrischen Feldes. Vergrößert man den relativen Abstand zwischen Laserfokus und Targetfolie so vergrößert sich auch die Interaktionsfläche. Die Elektronen werden auf der gesamten Fläche beschleunigt und bauen an der Rückseite ein räumlich ausgedehnteres Feld auf. Dieser Effekt ist unabhängig von der Position des Fokus vor oder hinter der Targetfolie.

ergibt sich mit $z_0 = 2A_{\text{FWHM}}/(\lambda \ln 2) \approx 20 \mu\text{m}$ als der Raleigh-Länge die Fläche außerhalb des Fokus zu

$$A(z) = A_{\text{FWHM}} \left(1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right). \quad (5.3)$$

Durch die Vergrößerung der Interaktionsregion werden mehr Elektronen beschleunigt und es sind auch mehr Ionen am Geschehen beteiligt - es also können mehr Ionen beschleunigt werden. Trägt man die Gesamtzahl der Protonen aus Abbildung 5.8 über der jeweiligen Halbwertsbreite auf, so ergibt sich aber immer noch ein Steileres als ein lineares Wachstum (Abbildung 5.10). Der Abfall nach dem Maximum der Gesamtzahl ist auf das Herauslaufen der Protonen aus dem Messbereich des MCP zurückzuführen. Somit ist die Erklärung nicht allein durch die größere Anzahl der zur Beschleunigung zur Verfügung stehenden Protonen gegeben.

Für ein besseres Verständnis des Prozesses müssen zusätzliche Effekte wie die Divergenz von Protonen unterschiedlicher Energie bei Variation der Maximalenergie oder Abschirmeffekte schneller beschleunigter Protonen mit einbezogen und untersucht werden.

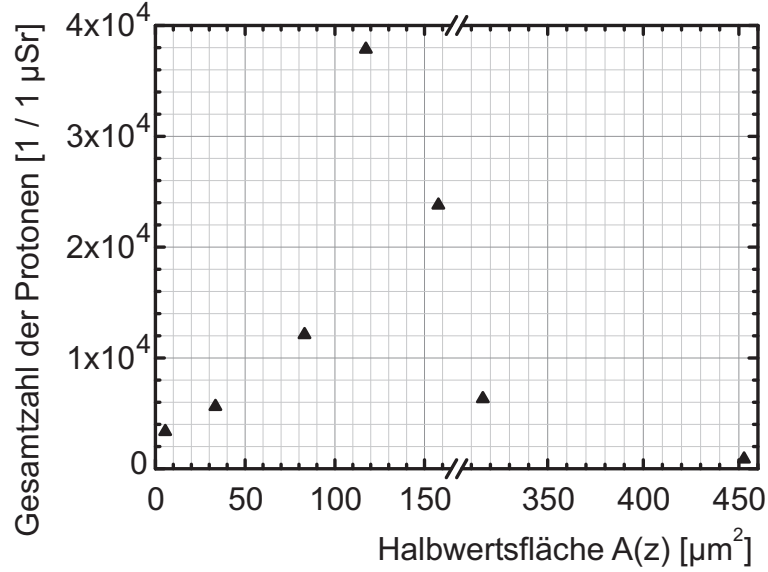


Abbildung 5.10: Gesamtzahl der Protonen. Das Integral über die Protonenspektren aus Abbildung 5.8 ist über der jeweiligen Fokusfläche dargestellt.

Das Ladungs-Masse-Verhältnis der Ionen verringert sich mit zunehmendem Abstand. Dieser Effekt lässt sich am Besten über die Temperatur der heißen Elektronen verstehen. Fällt deren Temperatur mit zunehmendem Abstand vom Fokus, abnehmender Intensität, so verringert sich ihre Geschwindigkeit. Bei einer hohen Geschwindigkeit der Elektronen werden vornehmlich Ionen beschleunigt, welche ein großes q/m besitzen. Diese sind die Protonen und die Kohlenstoffionen höherer Ladungszustände. Sind diese beschleunigt setzen Abschirmungseffekte ein. Sie kompensieren das elektrische Feld zwischen Elektronenwolke und Ionenschicht und verhindern eine Beschleunigung der restlichen Ionen. Die Geschwindigkeit der Elektronen ist bei größerem z kleiner und die Protonen sowie die hoch geladenen Kohlenstoffionen werden nicht mehr auf derart hohe Energien wie bei kleinem z beschleunigt. Sie kompensieren das elektrische Feld erst so spät (oder gar nicht mehr), dass die Zeit ausreicht, um geringer geladene Kohlenstoffionen zu beschleunigen. Die Ionen mit großem q/m verlassen dann den Messbereich des MCP in niederenergetischer Richtung. Man kann von einer Anpassung der beschleunigten Ionensorte (entsprechendes q/m) an die Elektronentemperatur sprechen, wobei hier kein direkter Vergleich der Geschwindigkeiten, sondern lediglich die phänomenologische Beobachtung zum Ausdruck kommt.

Das “Hereinlaufen” der Ionensorten kann im Spektrum des zweifach positiv geladenen Kohlenstoffs von Abbildung 5.8 sehr gut beobachtet werden. Die Spektren wachsen von

geringer Energie über einen Maximalwert wieder hin zu kleinen Energien stetig in der Anzahl.

Bemerkenswert ist hier das Auftreten quasi-monoenergetischer Kohlenstoff- C^{2+} -Ionen, die bei einer mittleren Energie im Bereich von 0,5 bis 0,7 MeV ein peakförmiges Spektrum mit einer minimalen Energiebreite von 22 % aufweisen. Bei ausreichend großem relativem Abstand zwischen Laserfokus und Targetfolie ($z \geq 60 \mu\text{m}$) werden, wie oben diskutiert, C^{2+} -Ionen in einem elektrischen Feld mit stark vergrößertem homogenen Bereich beschleunigt (Abbildung 5.9). Folglich spüren alle Ionen die gleiche Feldstärke und erhalten die gleiche kinetische Energie, wenn die Fläche, auf welcher die Ionen zur Verfügung stehen, von der Größenordnung des homogenen Feldbereiches ist. Der Feldstärkeanteil in den Randfeldern nimmt mit zunehmender Fläche (zunehmendes z) ab. Auf diese Weise wird der Bereich, in welchem Ionen zur Verfügung stehen immer mehr an die Ausdehnung der Elektronenwolke angepasst. Wird der relative Abstand z weiter vergrößert, verlassen die Spektren den Messbereich des MCP in niederenergetischer Richtung und eventuell auftretende quasi-monoenergetische Energieverteilungen sind nicht mehr als derartige zu identifizieren.

Analog zu diesem Effekt wird in Abschnitt 5.3 die Produktion quasi-monoenergetischer Protonen beschrieben.

Zusammenfassung Befindet sich der Laserfokus auf der Targetfolie, so werden in ihm die höchsten Intensitäten erreicht und das beschleunigende elektrische Feld ist räumlich stark konzentriert. Somit werden die Ionen mit dem größten Ladungsmasseverhältnis zuerst beschleunigt und schirmen das elektrische Feld von den auf der Rückseite verbleibenden Ionen ab. Verringert man die Intensität durch Vergrößerung der Fläche so werden mehr Elektronen weniger stark beschleunigt. Das elektrische Feld wird somit räumlich ausgedehnt, gleichzeitig nimmt aber die Feldstärke ab. Die Ionen erhalten also geringere kinetische Energien und verlassen den Messbereich des MCP in niederenergetischer Richtung. Nun werden auch Ionen kleineren Ladungsmasseverhältnisses beschleunigt, da die Kompensierung des elektrischen Feldes durch jene mit großem q/m nicht mehr schnell genug einsetzt. Die Zunahme der Ionenzahl ist in allen Fällen durch die vergrößerte Interaktionsfläche und das daraus resultierende, ausgedehntere elektrische Feld begründet. Da mehr Ionen zur Verfügung stehen, werden diese auch beschleunigt.

Die hier bereits präsentierte Verwendung eines beschichteten Targetmaterials wird im folgenden Abschnitt näher charakterisiert. Es besteht dabei kein qualitativer Unterschied zwischen der Beschleunigung reiner Kontaminationsschichten und zusätzlicher,

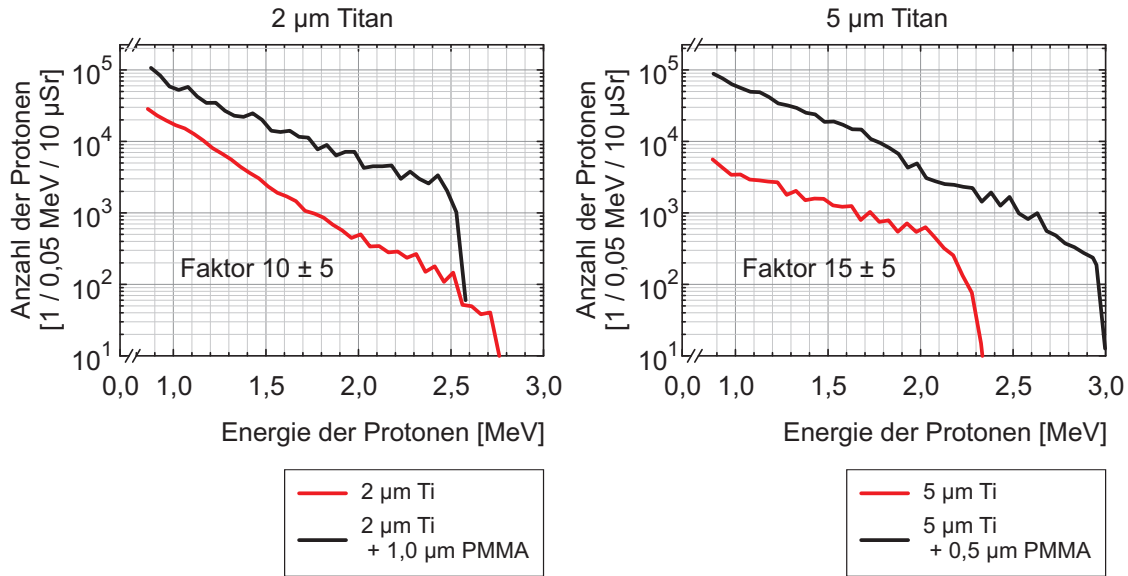


Abbildung 5.11: Einfluss einer zusätzlichen PMMA-Schicht. Auf die Titanfolien wurden zusätzliche, ionenreiche Schichten verschiedener Dicke aufgetragen. Der Faktor der daraus resultierenden Erhöhung der Protonenanzahl wird in den jeweiligen Diagrammen angegeben.

ionenreicher Schichten. Lediglich die Ionenausbeute wird dabei erhöht.

5.3 Manipulation der Ionenschichten

Ein dritter Ansatz die Ionenbeschleunigung zu beeinflussen, ist eine Manipulation der ionenreichen Schichten selbst. Dabei ist das Aufbringen einer zusätzlichen Ionenschicht die einfachere Methode, die Dicke der Schichten zu verändern. Das Entfernen der Kontaminationsschicht ist nur über thermisches Abheizen zu gewährleisten. Hierfür können elektrische aber auch lasergestützte Methoden zum Einsatz kommen [25, 29].

Die zusätzlichen, ionenreichen Schichten werden mit Hilfe einer Spinning-Technik (engl.: schnell drehend) aufgetragen. Auf diese Weise kann eine gleichmäßige Dicke der PMMA-Schicht (Polymethylmethacrylat $C_5H_8O_2$) auf der Rückseite der Targetfolie gewährleistet werden. Man erhält doppelschichtige Targetfolien aller gewünschten Dickenkombinationen.

Durch die PMMA-Schicht auf der Rückseite der Targetfolie stehen mehr Ionen zur Beschleunigung zur Verfügung. Dieser Effekt kann in Abbildung 5.11 abgelesen werden. Für 2 und 5 µm dicke Titanfolien wurden die Protonenspektren je einmal mit und ohne PMMA-Schicht aufgetragen. Dabei ist zu beobachten, dass sich die Temperaturen

der Protonen (die Anstiege der Protonenspektren in halblogarithmischer Darstellung) nicht signifikant verändern. Lediglich die Maximalenergie der Protonen steigt im Fall der $5\,\mu\text{m}$ Titanfolien um $0,5\,\text{MeV}$. Bildet man den Quotienten aus den Spektren einer Metalldicke, ergibt sich der Verstärkungsfaktor der Protonenzahl. Die Kombination aus $2\,\mu\text{m}$ Titan und $1\,\mu\text{m}$ PMMA bewirkt eine Vervielfachung der Anzahl der Protonen um einen Faktor 10 ± 5 . Bei der $5\,\mu\text{m}$ dicken Titanfolie mit der $0,5\,\mu\text{m}$ PMMA-Schicht wird die Protonenausbeute (15 ± 5) -fach verstärkt. Das Auftragen zusätzlicher, ionenreicher Schichten erzielt also den gewünschten Effekt - die Ionenanzahl wird um eine Größenordnung gesteigert.

Wie schon von Kishimura *et al.* [33] gezeigt, führt das Auftragen rückwärtiger, ionenreicher Schichten zu einer Verstärkung der Protonenausbeute. Für die verwendeten Dickenkombinationen betragen die ermittelten Verstärkungsfaktoren 10 ± 5 und 15 ± 5 . Eine Verschiebung der Maximalenergie um einen Faktor zwei konnte aber im Gegensatz zu Kishimura *et al.* [33] nicht beobachtet werden.

Wie in Abschnitt 2.3 besprochen, entstehen die exponentiellen Ionenspektren durch das Zusammenspiel des ausgedehnten, elektrischen Feldes und der Ionenschicht auf der Rückseite des Targets. Da das elektrische Feld der Elektronenwolke nach außen abfällt, die ihm ausgesetzte Fläche aber zunimmt, spüren immer mehr Ionen ein immer geringeres Feld - eine immer kleinere beschleunigende Kraft. Eine räumliche Einschränkung entweder des Feldes oder der Protonenschicht sollte nun Spektren geringerer Verteilungsbreite ermöglichen.

Die räumlich Begrenzung der Protonenschichten ist dabei der des elektrischen Feldes vorzuziehen. Man strukturiert die PMMA-Schicht der zweischichtigen Targets durch Laserablation und erhält Quader von $20\,\mu\text{m} \times 20\,\mu\text{m}$ Ausdehnung, deren Dicke gleich der der aufgetragenen Schicht ($0,5\,\mu\text{m}$ PMMA auf $5\,\mu\text{m}$ Titan) ist. Positioniert man die Targetfolie so, dass sich der Laserfokus genau gegenüber einer PMMA-Struktur befindet, werden die Ionen nur vom zentralen Teil des elektrischen Feldes der Elektronenwolke beeinflusst. Somit spüren die Ionen nur den quasi-homogenen Feldanteil, und werden auf nahezu gleiche Geschwindigkeiten beschleunigt.

Verwendet man nun ein derart strukturiertes Target, werden die erhaltenen Spektren über einer bestimmten Energie peakförmig sein. In Abbildung 5.12 ist eines der gemessenen Protonenspektren eines strukturierten Targets dargestellt. Zum Vergleich ist zusätzlich das exponentielle Spektrum einer unstrukturierten, $5\,\mu\text{m}$ dicken Titanfolie eingetragen. Das Spektrum des strukturierten Targets zeigt deutlich die zu erwartende Überhöhung der Protonenzahl bei einer Energie von $1,3\,\text{MeV}$ mit einer relativen Peak-

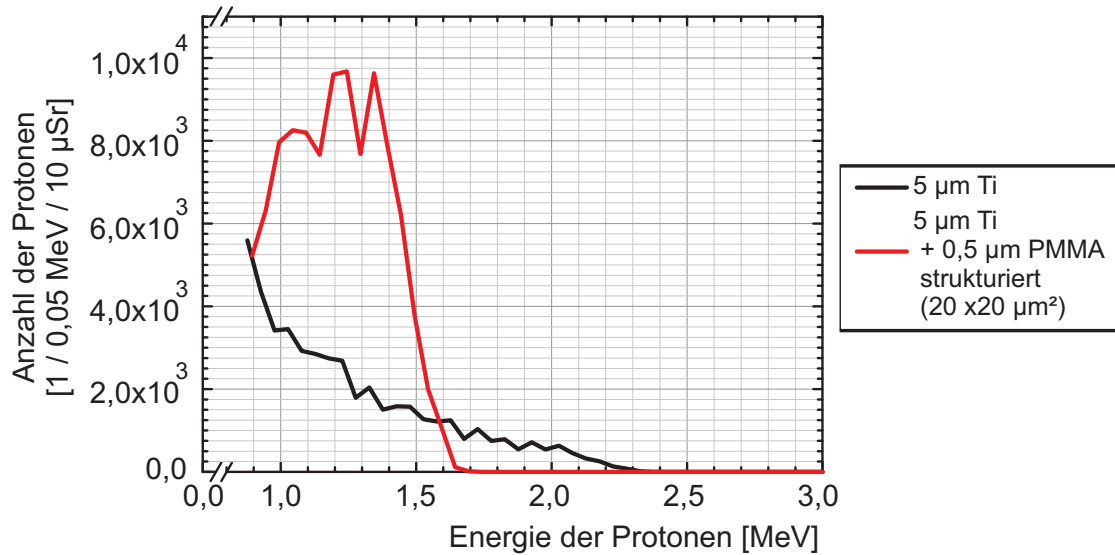


Abbildung 5.12: Protonenspektrum einer strukturierten Titanfolie.

Breite von 30 %.

Somit wurden die durch Esirkepov *et al.* [12] getroffenen theoretischen Vorhersagen verifiziert. Eine ausführliche Beschreibung zur Produktion quasimonoenergetischer Protonenspektren und aller experimentellen Besonderheiten wird von Pfothner [35] ebenfalls in einer Diplomarbeit gegeben.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Zusammenfassung

Mit Hilfe der entwickelten und in Betrieb genommenen Echtzeitspektrometrie für Ionenspektren wurde die Laser-Plasma-Beschleunigung von Ionen untersucht. Dabei konnten nicht nur vorhandene Kenntnisse über die Abhängigkeiten der Beschleunigung von Parametern wie Foliendicke oder ASE-Länge bestätigt, sondern auch neue erlangt werden. So wurde der Einfluss der Relativposition der Targetfolie gegenüber dem Fokus und die Abhängigkeit der Protonenspektren von den ionenreichen Schichten ermittelt.

Verändert man die Position des Targets relativ zum Fokus, so vergrößert man die Fläche des einfallenden Laserstrahls bei gleicher Energie und beobachtet ein “Durchstimmen” der Ionen entsprechend ihrem Ladungs-Masse-Verhältnis beginnend mit dem Größten - den Protonen. Die Ionenspektren zeigen alle ein äquivalentes Verhalten - von einem Spektrum mit maximaler Energie aber relativ niedriger Anzahl verschieben sich die Spektren bei einer Vergrößerung des Abstandes, hin zu kleineren Maximalenergien aber höheren Anzahlen, bis sie den Messbereich des MCP in niederenergetische Richtung verlassen. Damit besteht die Möglichkeit, die Ionensorte und deren Energieverteilung, über die relative Position des Targets gegenüber dem Fokus, einzustellen.

Die theoretische Vorhersage zur Produktion monoenergetischer Protonenstrahlen [12] konnte erstmals experimentell bestätigt werden. Schränkt man die räumliche Ausdehnung bis auf die Skalierungslänge der Inhomogenität des beschleunigenden, elektrischen Feldes ein, so befinden sich alle Protonen im gleichen Feld - sie spüren die gleiche Kraft - und werden auf gleiche Energien beschleunigt. Im Experiment ergeben sich peakförmige Überhöhungen der Protonenzahl bei 1,3 MeV mit einer Halbwertsbreite von 30 %.

Ausblick

Die Möglichkeit, Protonen- und Ionenspektren nach den verschiedensten Ansprüchen zu produzieren, rückt die Laser-Plasma-Beschleuniger in Reichweite der medizinischen Anwendung wie Positronen-Emissions-Tomographie oder Ionenstrahltherapie zur Tumo-

renbehandlung [39]. Für die Produktion von PET-Isotopen werden breitbandige Protonenspektren mit hoher Maximalenergie (mehrere 10 MeV) benötigt [40–42]. Die bisher mit Lasern produzierten Protonenspektren erfüllen die Voraussetzung in Hinsicht der Energien bereits [10]. Die Anzahl der pro Sekunde beschleunigten Protonen wird durch die Weiterentwicklung kompakter Lasersysteme (table-top, engl.: auf optischen Tischen) zu höheren Wiederholraten noch vergrößert werden [11].

Zusätzlich besteht die Möglichkeit zur direkten Ionenstrahltherapie, welche bereits unter erheblichem finanziellen Aufwand mit konventionellen Ionenbeschleunigern erfolgreich betrieben wird. Laser-Plasma-Beschleuniger bieten hier das Potential, nicht nur die Kosten für derartige Anlagen zu senken, sondern diese in ihren Qualitäten noch zu übertreffen. Die dafür notwendigen Ionenspektren lassen sich im Prinzip mit Lasern produzieren. In der vorliegenden Arbeit wurde die Bestätigung für den Vorschlag Esirkepovs *et al.* [12] - die erste Messung quasi-monoenergetischer Protonenstrahlen - vorgestellt. Skalierungsrechnungen in Schwoerer *et al.* [34] zeigen, dass schon für die nächste Generation von table-top-Lasersystemen in Jena [11] Protonenspektren mit Energien bis zu 180 MeV bei einer Energiebreite von 1 % möglich werden. Dank der Wiederholrate von 0,1 Hz rückt die medizinische Protonentherapie in Reichweite [34, 43–46].

Um den Weg hin zu diesen Anwendungen zu bestreiten, ist die ständige Weiterentwicklung der gewonnen Kenntnisse unablässig. Der Prozess der Ionenbeschleunigung muss genauer untersucht und verstanden werden. Hierfür steht nicht nur eine Verbesserung der Targetparameter hin zur exakten Einhaltung Esirkepovs *et al.* [12] Vorgabe, die Schichtstrukturen auf der Targetrückseite kleiner als die Fokusgröße zu produzieren, sondern auch eine weitere Erkundung verschiedener Targetmaterialien und Laserparameter.

Da die erzeugten Ionenstrahlen ultrakurz gepulst sind, ist auch die Untersuchung ihrer speziellen Wirkung auf organische Materie bis hin zu lebenden Organismen notwendig. Die ultrakurzen Impulsdauern sorgen auch hier wieder für sehr hohe Intensitäten (Gleichung 3.1) und deren Einfluss auf organische Verbindungen wie DNA, RNA oder Lipidmembranen in Zellen ist noch zu erforschen. Verwendet man spezielle Polyethylenfolien (Mylar) als Vakuumfenster, lässt sich deren Dicke auf wenige Mikrometer reduzieren und Experimente an lebenden Organismen, welche im Vakuum bei 10^{-4} mbar nicht existieren können, werden außerhalb der Vakuumkammern möglich. Dafür positioniert man die Organismen direkt hinter dem Austrittsfenster des Protonenstrahls, setzt sie diesem für bestimmte Zeiten aus und studiert die Auswirkungen mit biologischen und humanmedizinischen Diagnosemethoden. Der Bestimmung der notwendigen Dosis, die zum Tod von Tumorzellen führt, fällt dabei besonderes Augenmerk zu. Zwar existieren bereits

Studien zum Einfluss ionisierender Strahlung auf organisches Gewebe, nur wurden diese mit herkömmlichen, meist kontinuierlich strahlenden Quellen durchgeführt.

Literaturverzeichnis

- [1] MAINE, P. ; STRICKLAND, D. ; BADO, P. ; PESSOT, M. ; MOUROU, G.: Generation of ultrahigh peak power pulses by chirped pulse amplification. In: *IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS* 24 (1988), Nr. 2, S. 398–403
- [2] REMINGTON, B. A. ; ARNETT, D. ; DRAKE, R. P. ; TAKABE, H.: Experimental astrophysics Modeling astrophysical phenomena in the laboratory with intense lasers. In: *SCIENCE* 284 (1999), Nr. 5419, S. 1488–1493
- [3] EWALD, F.: *Harte Röntgenstrahlung aus relativistischen Laserplasmen und laserinduzierte Kernreaktionen*, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Diss., 2004
- [4] KALUZA, M. C.: *Characterisation of laser-accelerated proton beams*, Max-Planck-Institut für Quantenoptik Garching, Diss., 2004
- [5] ALLEN, M.: *Laser ion acceleration from the interaction of ultra-intense laser pulse with thin foils*, Lawrence Livermore National Laboratory, Diss., 2004
- [6] COWAN, T. E. ; FUCHS, J. ; RUHL, H. ; KEMP, A. ; AUDEBERT, P. ; ROTH, M. ; STEPHENS, R. ; BARTON, I. ; BLAZEVIC, A. ; BRAMBRINK, E. ; COBBLE, J. ; FERNANDEZ, J. ; GAUTHIER, J. C. ; GEISSEL, M. ; HEGELICH, M. ; KAAE, J. ; KARSCH, S. ; LE SAGE, G. P. ; LETZRING, S. ; MANCLOSSI, M. ; MEYRONEINC, S. ; NEWKIRK, A. ; PEPIN, H. ; RENARD-LEGALLOUDEC, N.: Ultralow emittance, multi-MeV proton beams from a laser virtual-cathode plasma accelerator. In: *PHYSICAL REVIEW LETTERS* 92 (2004), Nr. 20, S. 204801
- [7] FAURE, J. ; GLINEC, Y. ; PUKHOV, A. ; KISELEV, S. ; GORDIENKO, S. ; LEFEBVRE, E. ; ROUSSEAU, J. P. ; BURGY, F. ; MALKI, V.: A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams. In: *NATURE* 431 (2004), Nr. 7008, S. 541–544

- [8] GEDDES, C. G. R. ; TOTH, C. ; TILBORG, J. van ; ESAREY, E. ; SCHROEDER, C. B. ; BRUHWILER, D. ; NIETER, C. ; CARY, J. ; LEEMANS, W. P.: High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding. In: *NATURE* 431 (2004), Nr. 7008, S. 538–541
- [9] MANGLES, S. P. D. ; MURPHY, C. D. ; NAJMUDIN, Z. ; THOMAS, A. G. R. ; COLLIER, J. L. ; DANGOR, A. E. ; DIVALL, E. J. ; FOSTER, P. S. ; GALLACHER, J. G. ; HOOKER, C. J. ; JAROSZYNSKI, D. A. ; LANGLEY, A. J. ; MORI, W. B. ; NORREYS, P. A. ; TSUNG, F. S. ; VISKUP, R. ; WALTON, B. R. ; KRUSHELNICK, K.: Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions. In: *NATURE* 431 (2004), Nr. 7008, S. 535–538
- [10] SNAVELY, R. A. ; KEY, M. H. ; HATCHETT, S. P. ; COWAN, T. E. ; ROTH, M. ; PHILLIPS, T. W. ; STOYER, M. A. ; HENRY, E. A. ; SANGSTER, T. C. ; SINGH, M. S. ; WILKS, S. C. ; MACKINNON, A. ; OFFENBERGER, A. ; PENNINGTON, D. M. ; YASUIKE, K. ; LANGDON, A. B. ; LASINSKI, B. F. ; JOHNSON, J. ; PERRY, M. D. ; CAMPBELL, E. M.: Intense high-energy proton beams from petawatt-laser irradiation of solids. In: *PHYSICAL REVIEW LETTERS* 85 (2000), Nr. 14, S. 2945–2948
- [11] HEIN, J. ; PODLESKA, S. ; SIEBOLD, M. ; HELLWING, M. ; BODEFELD, R. ; SAUERBREY, R. ; EHRT, D. ; WINTZER, W.: Diode-pumped chirped pulse amplification to the joule level. In: *APPLIED PHYSICS B-LASERS AND OPTICS* 79 (2004), Nr. 4, S. 419–422
- [12] ESIRKEPOV, T. Z. ; BULANOV, S. V. ; NISHIHARA, K. ; T., Tajimak ; PEGORARO, F. ; KHOROSHKOV, V. S. ; MIMA, K. ; DAIDO, H. ; KATO, Y. ; KITAGAWA, Y. ; NAGAI, K. ; SAKABE, S.: Proposed double-layer target for the generation of high-quality laser-accelerated ion beams. In: *PHYSICAL REVIEW LETTERS* 89 (2002), Nr. 27, S. 17003
- [13] BULANOV, S. V. ; ESIRKEPOV, T. Z. ; KAMENETS, F. F. ; KATO, Y. ; KUZNETSOV, A. V. ; NISHIHARA, K. ; PEGORARO, F. ; TAJIMA, T. ; KHOROSHKOV, V. S.: Generation of high-quality charged particle beams during the acceleration of ions by high-power laser radiation. In: *PLASMA PHYSICS REPORTS* 28 (2002), Nr. 12, S. 975–991

- [14] ALBACH, D.: *Aufbau einer Apparatur zur Vorpulsunterdrückung eines 15 Terawatt-Titan:Saphir-Lasers*, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Diplomarbeit, 2005
- [15] KRUEER, W. L.: *The physics of laser plasma interactions*. Addison-Wesley, 1888
- [16] AMTHOR, K.-U.: *Plasmadiagnose in Experimenten zur Wechselwirkung intensiver Laserimpulse mit Materie*, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Diplomarbeit, 2002
- [17] BRUNEL, F.: Not-so-resonant, resonant absorption. In: *PHYSICAL REVIEW LETTERS* 59 (1987)
- [18] BERNHARDT, J.: *Aufbau eines Experiments zur Überlagerung zweier gegenläufiger intensiver Laserpulse*, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Diplomarbeit, 2005
- [19] ROTH, M.: Beschleunigen mit Licht. In: *PHYSIK JOURNAL* 3 (2004), S. 31
- [20] CLARK, E. L. ; KRUSHELNICK, K. ; ZEPF, M. ; BEG, F. N. ; TATARAKIS, M. ; MACHACEK, A. ; SANTALA, M. I. K. ; WATTS, I. ; NORREYS, P. A. ; DANGOR, A. E.: Energetic heavy-ion and proton generation from ultraintense laser-plasma interactions with solids. In: *PHYSICAL REVIEW LETTERS* 85 (2000), Nr. 8, S. 1654–1657
- [21] HATCHETT, S. P. ; BROWN, C. G. ; COWAN, T. E. ; HENRY, E. A. ; JOHNSON, J. S. ; KEY, M. H. ; KOCH, J. A. ; LANGDON, A. B. ; LASINSKI, B. F. ; LEE, R. W. ; MACKINNON, A. J. ; PENNINGTON, D. M. ; PERRY, M. D. ; PHILLIPS, T. W. ; ROTH, M. ; SANGSTER, T. C. ; SINGH, M. S. ; SNAVELY, R. A. ; STOYER, M. A. ; WILKS, S. C. ; YASUIKE, K.: Electron, photon, and ion beams from the relativistic interaction of Petawatt laser pulses with solid targets. In: *PHYSICS OF PLASMAS* 7 (2000), Nr. 5, S. 2076–2082
- [22] MACKINNON, A. J. ; BORGHESI, M. ; HATCHETT, S. ; KEY, M. H. ; PATEL, P. K. ; CAMPBELL, H. ; SCHIAVI, A. ; SNAVELY, R. ; WILKS, S. C. ; WILLI, O.: Effect of plasma scale length on multi-MeV proton production by intense laser pulses. In: *PHYSICAL REVIEW LETTERS* 86 (2001), Nr. 9, S. 1769–1772
- [23] BADZIAK, J. ; WORYNA, E. ; PARYS, R. ; PLATONOV, K. Y. ; JABLONSKI, S. ; RYE, L. ; VANKOV, A. B. ; WOLOWSKI, J.: Fast proton generation from ultrashort laser pulse interaction with double-layer foil targets. In: *PHYSICAL REVIEW LETTERS* 8721 (2001), Nr. 21, S. 215001

- [24] BORGHESI, M. ; MACKINNON, A. J. ; CAMPBELL, D. H. ; HICKS, D. G. ; KAR, S. ; PATEL, P. K. ; PRICE, D. ; ROMAGNANI, L. ; SCHIAVI, A. ; WILLI, O.: Multi-MeV proton source investigations in ultraintense laser-foil interactions. In: *PHYSICAL REVIEW LETTERS* 92 (2004), Nr. 5, S. 055003
- [25] ALLEN, M. ; PATEL, P. K. ; MACKINNON, A. ; PRICE, D. ; WILKS, S. ; MORSE, E.: Direct experimental evidence of back-surface ion acceleration from laser-irradiated gold foils. In: *PHYSICAL REVIEW LETTERS* 93 (2004), Nr. 26, S. 265004
- [26] GITOMER, S. J. ; JONES, R. D. ; BEGAY, F. ; EHLE, A. W. ; KEPHART, J. F. ; KRISTAL, R.: Fast ions and hot-electrons in the laser-plasma interaction. In: *PHYSICS OF FLUIDS* 29 (1986), Nr. 8, S. 2679–2688
- [27] WILKS, S. C. ; LANGDON, A. B. ; COWAN, T. E. ; ROTH, M. ; SINGH, M. ; HATCHETT, S. ; KEY, M. H. ; PENNINGTON, D. ; MACKINNON, A. ; SNAVELY, R. A.: Energetic proton generation in ultra-intense laser-solid interactions. In: *PHYSICS OF PLASMAS* 8 (2001), Nr. 2, S. 542–549
- [28] MAKSIMCHUK, A. ; GU, S. ; FLIPPO, K. ; UMSTADTER, D. ; BYCHENKOV, V. Y.: Forward ion acceleration in thin films driven by a high-intensity laser. In: *PHYSICAL REVIEW LETTERS* 84 (2000), Nr. 18, S. 4108–4111
- [29] HEGELICH, M. ; KARSCH, S. ; PRETZLER, G. ; HABS, D. ; WITTE, K. ; GUENTHER, W. ; ALLEN, M. ; BLAZEVIC, A. ; FUCHS, J. ; GAUTHIER, J. C. ; GEISSEL, M. ; AUDEBERT, P. ; COWAN, T. ; ROTH, M.: MeV ion jets from short-pulse-laser interaction with thin foils. In: *PHYSICAL REVIEW LETTERS* 89 (2002), Nr. 8, S. 085002
- [30] MCKENNA, P. ; LEDINGHAM, K. W. D. ; YANG, J. M. ; ROBSON, L. ; MCCANNY, T. ; SHIMIZU, S. ; CLARKE, R. J. ; NEELY, D. ; SPOHR, K. ; CHAPMAN, R. ; SINGHAL, R. P. ; KRUSHELNICK, K. ; WEI, M. S. ; NORREYS, P. A.: Characterization of proton and heavier ion acceleration in ultrahigh-intensity laser interactions with heated target foils. In: *PHYSICAL REVIEW E* 70 (2004), Nr. 3, S. 036405
- [31] PUKHOV, A.: Three-dimensional simulations of ion acceleration from a foil irradiated by a short-pulse laser. In: *PHYSICAL REVIEW LETTERS* 86 (2001), Nr. 16, S. 3562–3565

- [32] D'HUMIERES, E. ; LEFEBVRE, E. ; GREMILLET, L. ; MALKA, V.: Proton acceleration mechanisms in high-intensity laser interaction with thin foils. In: *PHYSICS OF PLASMAS* 12 (2005), 10, Nr. 9, S. 099902
- [33] KISHIMURA, H. ; MORISHITA, H. ; OKANO, Y. H. ; OKANO, Y. ; HIRONAKA, Y. ; KONDO, K. ; NAKAMURA, K. G. ; OISHI, Y. ; NEMOTO, K.: Enhanced generation of fast protons from a polymer-coated metal foil by a femtosecond intense laser field. In: *APPLIED PHYSICS LETTERS* 85 (2004), Nr. 14, S. 2736–2738
- [34] SCHWOERER, H. ; PFOTENHAUER, S. ; JÄCKEL, O. ; AMTHOR, K.-U. ; LIESFELD, B. ; ZIEGLER, W. ; SAUERBREY, R. ; LEDINGHAM, K.W.D. ; ESIRKEPOV, T.: Laser-plasma acceleration from micro-structured targets - towards monoenergetic protons. In: *NATURE* (zur Publikation akzeptiert)
- [35] PFOTENHAUER, S.: *Towards application: production of quasi-monoenergetic proton beams from high-intensity laser plasmas*, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Diplomarbeit, 2006
- [36] SCHWOERER, H. ; GIBBON, P. ; DÜSTERER, S. ; BEHRENS, R. ; ZIENER, C. ; REICH, C. ; SAUERBREY, R.: MeV X rays and photoneutrons from femtosecond laser-produced plasmas. In: *PHYSICAL REVIEW LETTERS* 86 (2001), Nr. 11, S. 2317–2320
- [37] WAHEED, A. ; MANZOOR, S. ; CHERUBINI, R. ; MOSCHINI, G. ; LEMBO, L. ; KHAN, H. A.: A more suitable etching condition to register low energy proton tracks in CR39 for neutron dosimetry. In: *NUCLEAR INSTRUMENTS AND METHODS IN PHYSICS RESEARCH B* 47 (1990), S. 320–328
- [38] KALUZA, M. ; SCHREIBER, J. ; SANTALA, M. I. K. ; TSAKIRIS, G. D. ; EIDMANN, K. ; VEHN, J. Meyer-ter ; WITTE, K. J.: Influence of the laser prepulse on proton acceleration in thin-foil experiments. In: *PHYSICAL REVIEW LETTERS* 93 (2004), Nr. 4, S. 045003
- [39] DAMATO, B. ; KACPEREK, A. ; CHOPRA, M. ; CAMPBELL, I. R. ; ERRINGTON, R. D.: Proton beam radiotherapy of choroidal melanoma: The Liverpool-Clatterbridge experience. In: *INTERNATIONAL JOURNAL OF RADIATION ONCOLOGY BIOLOGY PHYSICS* 62 (2005), Nr. 5, S. 1405–1411

- [40] LEDINGHAM, K. W. D. ; MCKENNA, P. ; MCCANNY, T. ; SHIMIZU, S. ; YANG, J. M. ; ROBSON, L. ; ZWEIT, J. ; GILLIES, J. M. ; BAILEY, J. ; CHIMON, G. N. ; CLARKE, R. J. ; NEELY, D. ; NORREYS, P. A. ; COLLIER, J. L. ; SINGHAL, R. P. ; WEI, M. S. ; MANGLES, S. P. D. ; NILSON, P. ; KRUSHELNICK, K. ; ZEPF, M.: High power laser production of short-lived isotopes for positron emission tomography. In: *JOURNAL OF PHYSICS D-APPLIED PHYSICS* 37 (2004), Nr. 16, S. 2341–2345
- [41] FRITZLER, S. ; MALKA, V. ; GRILLON, G. ; ROUSSEAU, J. P. ; BURGUY, F. ; LEFEBVRE, E. ; D'HUMIERES, E. ; MCKENNA, P. ; LEDINGHAM, K. W. D.: Proton beams generated with high-intensity lasers: Applications to medical isotope production. In: *APPLIED PHYSICS LETTERS* 83 (2003), Nr. 15, S. 3039–3041
- [42] SPENCER, I. ; LEDINGHAM, K. W. D. ; SINGHAL, R. P. ; MCCANNY, T. ; MCKENNA, P. ; CLARK, E. L. ; KRUSHELNICK, K. ; ZEPF, M. ; BEG, F. N. ; TATARAKIS, M. ; DANGOR, A. E. ; NORREYS, P. A. ; CLARKE, R. J. ; ALLOTT, R. M. ; ROSS, I. N.: Laser generation of proton beams for the production of short-lived positron emitting radioisotopes. In: *NUCLEAR INSTRUMENTS & METHODS IN PHYSICS RESEARCH SECTION B-BEAM INTERACTIONS WITH MATERIALS AND ATOMS* 183 (2001), Nr. 3–4, S. 449–458
- [43] BULANOV, S. V. ; KHOROSHKOV, V. S.: Feasibility of using laser ion accelerators in proton therapy. In: *PLASMA PHYSICS REPORTS* 28 (2002), Nr. 5, S. 453–456
- [44] BULANOV, S. V. ; ESIRKEPOV, T. Z. ; KHOROSHKOV, V. S. ; KUNETSOV, A. V. ; PEGORARO, F.: Oncological hadrontherapy with laser ion accelerators. In: *PHYSICS LETTERS A* 299 (2002), Nr. 2–3, S. 240–247
- [45] PEGORARO, F. ; ATZENI, S. ; BORGHESI, M. ; BULANOV, S. ; ESIRKEPOV, T. ; HONRUBIA, J. ; KATO, Y. ; KHOROSHKOV, V. ; NISHIHARA, K. ; TAJIMA, T. ; TEMPORAL, M. ; WILLI, O.: Production of ion beams in high-power laser-plasma interactions and their applications. In: *LASER AND PARTICLE BEAMS* 22 (2004), Nr. 1, S. 19–24
- [46] MALKA, V. ; FRITZLER, S. ; LEFEBVRE, E. ; D'HUMIERES, E. ; FERRAND, R. ; GRILLON, G. ; ALBARET, C. ; MEYRONEINC, S. ; CHAMBARET, J. P. ; ANTONETTI, A. ; HULIN, D.: Practicability of protontherapy using compact laser systems. In: *MEDICAL PHYSICS* 31 (2004), Nr. 6, S. 1587–1592

Danke

An dieser Stelle möchte ich all jenen, die es mir überhaupt erst ermöglichten, diese Diplomarbeit anzufertigen, aufrichtig und von ganzem Herzen danken.

Namentlich nennen möchte ich Professor Roland Sauerbrey, Dr. Heinrich Schwoerer, Kay-Uwe Amthor, Dr. Ben Liesfeld, Sebastian Pfothenhauer, Burgard Beleites, Falk Ronneberger und Wolfgang Ziegler. Sie alle sorgten mit diesem Diplomthema, sehr viel Erfahrung, Geduld und Vertrauen, einer wunderbaren Arbeitsumgebung und technischem Know-How für das erfolgreiche Abschließen meines Physikstudiums.

Für die Unterstützung während meines gesamten Studiums danke ich meiner Familie, meinen Freunden und meiner Freundin, Katrin Lipowski.